



Emission à grande longueur d'onde des PAH interstellaires

Nathalie Ysard

► To cite this version:

Nathalie Ysard. Emission à grande longueur d'onde des PAH interstellaires. Astrophysique [astro-ph].
Université Paris Sud - Paris XI, 2009. Français. NNT: . tel-00385070

HAL Id: tel-00385070

<https://theses.hal.science/tel-00385070>

Submitted on 18 May 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Ecole Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile-de-France

THESE

présentée pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS-SUD 11
spécialité : ASTROPHYSIQUE
par

NATHALIE YSARD

**EMISSION A GRANDE LONGUEUR D'ONDE
DES PAH INTERSTELLAIRES**



Thèse soutenue le 2 mars 2009 devant le jury :

Philippe Bréchnac	Président
François-Xavier Désert	Rapporteur
Christine Joblin	Rapporteur
Daniel Rouan	Examineur
Alexander G.G.M. Tielens	Examineur
Laurent Verstraete	Directeur de thèse

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier Laurent Verstraete, mon directeur de thèse, pour son aide précieuse, ses encouragements et son encadrement créatif et enthousiaste de mon travail. Mes remerciements vont également à Marc-Antoine Miville-Deschênes avec qui j'ai collaboré pour la partie observationnelle de cette thèse. Je tiens par ailleurs à remercier tous les membres de l'équipe Milieu Interstellaire et Cosmologie pour les discussions formelles et informelles que nous avons pu avoir tout au long de ma thèse. Je remercie également Jean-Philippe Bernard et Isabelle Ristorcelli pour leurs conseils.

Je sais également gré à Philippe Bréchnignac d'avoir présidé mon jury de thèse. Je remercie particulièrement Christine Joblin et François-Xavier Désert d'avoir accepté de rapporter mon travail. Mes remerciements vont aussi à Daniel Rouan et Alexander G.G.M. Tielens pour leur participation à mon jury de thèse.

Mes remerciements vont également aux enseignants-chercheurs du département de physique de l'Université d'Evry-Val-d'Essonne avec qui j'ai effectué mon monitorat. Je remercie particulièrement : Albane Douillet, Nathalie Basdevant, Frédérique Augougnon, Rosa Ramirez, Frédéric Bellencontre, Jean Desbois et tous ceux avec qui j'ai eu l'occasion de travailler ou rire pendant ces trois années.

J'adresse un grand merci aux nombreux doctorants de l'IAS pour les bons moments passés durant ces années de thèse. Merci à Benjamin, Mathieu, Faustine, Nicolas, Sophie, Denis, Vaitua, Pierre, Marie, Marc, Vincent, Antoine, Manuel, Pavel, Doug, Bruno... et à tous les autres doctorants, chercheurs et enseignants-chercheurs, stagiaires et CDD que j'ai eu la chance de rencontrer à l'IAS et en conférence.

Un grand et théâtral merci à mes camarades de la Compagnie du Ciel : Nabila, Karine, Marie, Mylène, Brigitte, Orianna, Mathieu, Michel & Michel, Gilles, Frédéric, Eric et Johann. Merci de m'avoir accueilli parmi vous et de votre sollicitude qui à mon oreille n'est pas rude !

Je remercie enfin ma famille et mes amis pour leur appui : mes parents Chantal et Dominique, Stéphanie, Laëtitia, Maxime, Vincent, Enora, Solène, Xavier, Jérémie, Fanny, Aurélie, Véronique et ceux que j'oublie ou que j'ai déjà cité plus haut mais qui n'en sont pas moins des amis.

Un immense merci à Benjamin pour son soutien de chaque instant.

Table des matières

Remerciements	i
INTRODUCTION	vii
1 LE MILIEU INTERSTELLAIRE	1
1.1 Introduction	1
1.2 Les phases du milieu interstellaire	2
1.3 Distribution Galactique	4
1.4 Sources d'énergie	6
1.5 Processus de chauffage	8
1.6 Processus de refroidissement	9
1.7 Paramètres du gaz à l'équilibre thermique	10
1.8 Le champ magnétique Galactique	12
2 LES GRAINS INTERSTELLAIRES	17
2.1 Introduction	17
2.2 Extinction interstellaire	19
2.3 Distribution de tailles	22
2.4 Emission des grains interstellaires	23
2.4.1 Emission IR : grains à l'équilibre thermique avec le rayonnement	26
2.4.2 Emission IR : grains chauffés stochastiquement	27
2.4.3 Emission rouge étendue (ERE)	28
2.4.4 Emission "anormale"	29
2.5 Polarisation	29
2.6 Evolution de la poussière	30
2.6.1 Formation des poussières	30

2.6.2	Evolution des poussières dans le milieu interstellaire	31
3	EMISSION ROVIBRATIONNELLE DES PAH INTERSTELLAIRES	35
3.1	Introduction	35
3.2	Propriétés des PAH interstellaires	37
3.2.1	Structure et couverture en hydrogène	37
3.2.2	Section efficace des PAH interstellaires	38
3.2.3	Spectre de modes vibrationnels	42
3.2.4	Densité d'états rovibrationnels	43
3.2.5	Capacité calorifique et limite de la notion de "température"	45
3.3	Distribution de l'énergie interne	47
3.3.1	Détermination de $P(E)$	47
3.3.2	Variations de $P(E)$	50
3.4	Emission IR rovibrationnelle résultante	53
3.4.1	Détermination de νF_ν	53
3.4.2	Comparaison avec un modèle moléculaire	54
3.4.3	Importance des photons émis à basse énergie	56
3.4.4	Emission rovibrationnelle dans le domaine micro-onde	57
3.5	Conclusions	60
4	EMISSION MICRO-ONDE ANORMALE	63
4.1	L'émission anormale	63
4.1.1	Qu'est-ce que l'émission anormale ?	63
4.1.2	Les explications proposées	65
4.2	Modèles de rotation précédents	69
4.2.1	Le modèle de Ferrara et Dettmar (1994)	69
4.2.2	Le modèle de Rouan et al. (1992/1997)	69
4.2.3	Le modèle de Draine et Lazarian (1998b)	70
4.2.4	Pourquoi un nouveau modèle ?	71
5	EMISSION ROTATIONNELLE DES PAH INTERSTELLAIRES	73
5.1	Un nouveau modèle de rotation des PAH interstellaires	73
5.1.1	Description de la rotation	74
5.1.2	Transitions radiatives	75
5.1.3	Moment dipolaire électrique des PAH	76
5.1.4	Marche au hasard	78

5.2	Processus contribuant à l'excitation rotationnelle	79
5.3	Moment angulaire le plus probable J_0	88
5.3.1	Influence de l'environnement	89
5.3.2	Influence de la section efficace d'absorption	89
5.3.3	Influence du champ de rayonnement incident	90
5.3.4	Influence de la densité du gaz n_H	92
5.3.5	Influence du moment dipolaire électrique μ	93
5.4	Distribution du moment angulaire $n(J)$	94
5.5	Température rotationnelle	96
5.6	Emission rotationnelle résultante	96
5.7	Comparaison avec les modèles précédents	102
5.8	Conclusions	104
6	EXTRACTION DE L'EMISSION ANORMALE DES DONNEES WMAP	105
6.1	L'émission Galactique	105
6.1.1	Emission thermique des gros grains	105
6.1.2	Emission free-free	107
6.1.3	Emission synchrotron	110
6.2	Séparation de l'émission anormale et de l'émission synchrotron	113
6.2.1	Les données	113
6.2.2	Principe de la méthode	114
6.2.3	Estimation de l'intensité synchrotron	114
6.2.4	Emission anormale	116
6.3	Conclusions	116
7	COMPARAISON DU MODELE DE ROTATION AUX OBSERVATIONS	119
7.1	Le nuage moléculaire G159.6-18.5	120
7.2	La région HII [LPH96]201.663+1.643	123
7.3	Corrélation émission IR/émission anormale	124
7.3.1	Les données IRIS	125
7.3.2	Intensité du champ de rayonnement G_0	125
7.3.3	Comparaison sur tout le ciel	128
7.3.4	Comparaison dans une sélection de champs	130
7.4	Contraindre les PAH à partir de l'émission anormale	148
7.4.1	Densité de colonne et abondance	148
7.4.2	Contrainte sur la taille et le moment dipolaire des PAH	149

7.5 Discussion	150
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	153
ANNEXES	156
A. Polarisation : le formalisme de Stokes	157
B. Le logiciel CLOUDY	159
C. Le magnétisme des matériaux	161
D. HEALPix	163
E. Résumé des résultats du chapitre 7	165
Liste des figures	170
Liste des tableaux	174

INTRODUCTION

On a longtemps cru que l'espace entre les étoiles était vide. Il apparaît dans ce milieu comme des zones sombres, des trous dans la distribution des étoiles. En réalité, le milieu interstellaire est un mélange de gaz et de grains intimement liés. Ces grains ne représentent qu'un pourcent de la masse du milieu interstellaire qui ne représente lui-même que 10 % de la masse de notre Galaxie. Cependant, leur rôle dans l'évolution physique et chimique de la Galaxie est primordial. Ainsi, la molécule la plus abondante de l'Univers, le dihydrogène H_2 , est formée à la surface des grains. De plus, ils absorbent environ la moitié du rayonnement UV/visible des étoiles pour le réémettre à des longueurs d'onde plus grandes. Dans les régions les plus denses, les grains écrantent le rayonnement dissociant des étoiles et permettent la survie des molécules formées sur leur surface ou en phase gazeuse. Ils dominent également le chauffage du gaz dans le milieu interstellaire diffus par effet photoélectrique. Par ailleurs, la formation, l'évolution et la destruction des grains sont étroitement liées au cycle de vie des étoiles. En effet, ces dernières se forment au sein de nuages interstellaires denses en incorporant une partie des grains présents. Le flux UV des ces étoiles jeunes influe sur la dynamique, la chimie du gaz et la distribution de taille des grains. Enfin, à la fin de leur vie, elles éjectent une partie de leur matière dans le milieu interstellaire, l'enrichissant ainsi en éléments lourds, composants majoritaires des grains. La compréhension du cycle de vie de la poussière a donc des implications bien plus larges que la simple étude des grains.

De l'infrarouge (IR) au submillimétrique, le spectre du milieu interstellaire est dominé par la contribution des grains ou poussières interstellaires. Pour expliquer cette émission ainsi que l'extinction du rayonnement des étoiles dans la Galaxie, il faut au moins trois populations de grains distribuées en tailles (Désert *et al.* 1990) : les "gros grains" de taille supérieure à 10 nm, les "très petits grains" de 1 à 10 nm et les hydrocarbures aromatiques hydrogénés interstellaires de taille subnanométrique (PAH pour *Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*). Ces PAH interstellaires sont en fait de grosses molécules qui émettent dans l'IR moyen une série de bandes vibrationnelles.

La présence de PAH dans le milieu interstellaire est donc attestée par l'observation d'une famille de bandes dans l'IR moyen caractéristiques de modes de vibration C-C et C-H sur des cycles aromatiques. Cependant, en dépit de plus de vingt ans de travaux expérimentaux et théoriques, la nature des PAH interstellaires reste incertaine : quelle est leur distribution de taille ? Sont-ils des espèces radicalaires ou à couches fermées ? Sont-ils plans ou ont-ils une structure tridimensionnelle ? Sont-ils compacts ?... Etant donnée l'importance des PAH pour la physique et la chimie du milieu interstellaire, il est nécessaire d'utiliser d'autres observables afin de contraindre leurs propriétés. L'émission micro-onde des grains interstellaires qui sera observée prochainement avec le satellite Planck est de ce point de vue une opportunité. En effet, les efforts faits récemment dans le but de mesurer les fluctuations du fonds diffus cosmologique ont motivé une étude détaillée des émissions Galactiques dans le domaine micro-onde. Un excès d'émission inattendu a été découvert entre 10 et 90 GHz et ne peut être expliqué par aucun des mécanismes d'émission déjà connus dans

ce domaine de fréquences (synchrotron, free-free, émission thermique des gros grains). Cet excès, baptisé “émission anormale” pour éviter toute interprétation prématurée, s’est révélé être corrélé à l’émission IR des grains interstellaires. Draine et Lazarian (1998b) ont proposé deux explications : l’émission anormale pourrait être due à l’émission dipolaire électrique de PAH en rotation ou à l’émission dipolaire magnétique de gros grains magnétisés. Comme on le verra dans cette thèse, l’hypothèse favorisée aujourd’hui est celle de l’émission rotationnelle.

L’objectif central de ma thèse est la compréhension de l’émissivité des PAH interstellaires à grande longueur d’onde (de l’IR lointain au domaine micro-onde) en vue de préparer l’analyse des données Planck et Herschel. La première étape de ce travail a été de modéliser la distribution d’énergie interne des PAH, en particulier la partie basse énergie. J’ai également inclus de façon cohérente le traitement de l’excitation rotationnelle des PAH. Ces travaux de modélisation ont été effectués en fonction de la taille des grains, de leurs propriétés optiques et des conditions physiques du milieu dans lequel ils se trouvent.

Afin de contraindre les propriétés des PAH et de parvenir à un modèle physique de l’émission anormale, j’ai confronté ces résultats aux données disponibles. Mettant en œuvre une séparation basée sur des modèles physiques des composantes Galactiques, nous avons extrait l’émission anormale des données WMAP. L’émission anormale déduite de cette séparation a été incluse dans le *Planck Sky Model* et m’a permis de tester les prédictions de notre modèle de rotation. L’extraction de l’émission anormale des données WMAP permettra une séparation des composantes plus performante pour l’étude du fond diffus cosmologique avec les données Planck. Cette composante d’émission permettra d’apporter des informations sur ses porteurs : distribution de taille, moment dipolaire électrique, abondance.

Ma thèse est organisée de la façon suivante : le chapitre 1 est une brève introduction sur le milieu interstellaire (composition, structure, chauffage et refroidissement, champ magnétique...). Le chapitre 2 présente les poussières interstellaires de façon très générale à travers leur extinction et leur émission. Les notions d’abondance et de déplétion sont définies et le cycle de la matière interstellaire décrit. Dans le chapitre 3, je décris l’émission rovibrationnelle des PAH de l’IR proche au submillimétrique. Le chapitre 4 est une revue des données disponibles en émission anormale et des modèles qui tentent de l’expliquer. Je détaille ici les contradictions existant entre ces modèles et les raisons pour lesquelles nous avons décidé de créer un nouveau modèle de rotation des PAH. Le chapitre 5 est une description de ce modèle. Les prédictions observationnelles qui en découlent sont également détaillées. Le chapitre 6 décrit la méthode utilisée pour l’extraction de l’émission anormale dans les données WMAP. Enfin, le chapitre 7 présente les résultats de la comparaison de notre modèle aux données.

LE MILIEU INTERSTELLAIRE

Sommaire

1.1	Introduction	1
1.2	Les phases du milieu interstellaire	2
1.3	Distribution Galactique	4
1.4	Sources d'énergie	6
1.5	Processus de chauffage	8
1.6	Processus de refroidissement	9
1.7	Paramètres du gaz à l'équilibre thermique	10
1.8	Le champ magnétique Galactique	12

1.1 Introduction

Selon des critères terrestres, on pourrait qualifier le milieu interstellaire de vide quasiment par-fait. Avec en moyenne un atome par cm^3 dans notre Galaxie¹, sa densité est environ 10^{19} fois plus faible que celle mesurée sur Terre au niveau de la mer. Malgré son caractère extrêmement ténu, le milieu interstellaire joue un rôle primordial dans la vie de la Galaxie. Les objets compacts et brillants que sont les étoiles et les planètes n’occupent qu’une faible partie du volume de la Ga-laxie. Le milieu interstellaire remplit la quasi-totalité du volume de la Galaxie et représente environ 10 % de sa masse. Il est composé de 70 % d’hydrogène, de 28 % d’hélium et de 2 % d’éléments lourds ou métaux² (C, O, N, Si, Fe, S, Mg sont les plus abondants). Ces éléments se retrouvent sous forme de gaz atomique et moléculaire (H_2 et CO sont les molécules les plus abondantes) et de petites particules solides. Ces dernières, encore appelées grains ou poussières, représentent 1 % de la masse totale du milieu interstellaire et seront décrites au chapitre 2.

Les nuages interstellaires apparaissent souvent comme des zones sombres, des trous dans la distribution des étoiles. Des exemples bien connus de zones sombres sont la nébuleuse de la Tête de Cheval ou le Sac de Charbon (voir Fig. 1.1). La première mise en évidence d’un milieu absorbant

¹Dans toute la suite de cette thèse, le terme “Galaxie” avec un *G* majuscule désignera notre galaxie, la Voie Lactée, les galaxies en général sinon.

²On appelle métal tous les éléments plus lourds que l’hélium.

et diffusant fut faite par Trumpler en 1930 qui compara la taille apparente et la luminosité d'amas globulaires. Ces deux mesures n'étaient cohérentes qu'en supposant la présence sur la ligne de visée de particules absorbantes : les grains de poussière. Depuis, les observateurs ont pu montrer que le milieu interstellaire est composé de nuages de formes variées dans des états physiques et chimiques différents, formant un tissage complexe de structures imbriquées les unes dans les autres sur une très large gamme de tailles. Loin d'être statique, le milieu interstellaire est le siège de mouvements à grande et à petite échelle et d'interactions constantes avec la composante stellaire. De nouvelles étoiles naissent après l'effondrement de nuages interstellaires denses. Ces jeunes étoiles produisent alors un rayonnement visible-UV intense dans lequel baigne toutes les particules interstellaires et leurs vents engendrent de la turbulence dans le milieu. Finalement, quand ces étoiles évoluent et meurent, elles l'enrichissent en éléments lourds et créent des ondes de chocs capables de modifier son état physique et chimique et de provoquer la naissance de nouvelles étoiles. Par ailleurs, le milieu interstellaire possède un champ magnétique relativement intense, qui avec la matière ordinaire (gaz & poussières) et les rayons cosmiques forment les trois composants de base du milieu interstellaire.

Ce chapitre décrit succinctement les différents états de la matière présents dans le milieu interstellaire et la manière dont ils sont distribués dans la Galaxie. Les sources de chauffage et de refroidissement du milieu sont passées en revue ainsi que les états d'équilibre thermique possibles. Enfin, la dernière partie présente brièvement le champ magnétique Galactique et son influence sur le milieu interstellaire.



Figure 1.1 - Nuage moléculaire Barnard 68 dans le complexe d'Ophiucus. Image composite dans le visible et le proche IR en bandes B (bleu), V (vert) et I (rouge), obtenue avec un des télescopes de 8 m du *Very Large Telescope* de l'Observatoire Européen Austral.

1.2 Les phases du milieu interstellaire

Le milieu interstellaire présente une très large gamme de densités et de températures. La représentation classique est de le diviser en un ensemble de phases du gaz. On les caractérise par la densité d'hydrogène n_H , l'état d'ionisation et la température T_{gaz} . Une des descriptions habituelles consiste à séparer le milieu interstellaire en deux composantes : le milieu neutre et le milieu ionisé

(Field *et al.* 1969; McKee et Ostriker 1977). Nous adopterons ici cette vision simple malgré une réalité beaucoup plus complexe. En effet, le milieu dit neutre, là où il n'y a pas de photons d'énergie supérieure à 911 Å susceptibles d'ioniser l'hydrogène, a un degré d'ionisation non nul (quelques 10^{-4} à 10^{-1} , cela est négligeable). Les rayons cosmiques ionisent l'hydrogène partout dans le milieu interstellaire et dans les zones exposées à l'UV, certains éléments lourds s'ionisent (C, S, Si, Fe). Par ailleurs, le milieu interstellaire étant agité par des vents stellaires, des explosions de supernovae ou encore la rotation de la Galaxie elle-même, les phases sont partiellement mélangées. Les caractéristiques des phases interstellaires typiques sont résumées dans le Tab. 1.1.

♣ Le milieu neutre

Le milieu neutre est la composante la plus importante en masse du milieu interstellaire. On la divise en général en trois phases distinctes : le milieu neutre et froid (CNM pour *Cold Neutral Medium*), le milieu neutre et tiède (WNM pour *Warm Neutral Medium*) dans lesquels l'hydrogène est atomique, et les nuages moléculaires. Ces derniers occupent une très faible partie du volume du milieu interstellaire mais représentent environ 30 % de sa masse en raison de leur densité plus forte que dans les autres nuages ($n_H > 100 \text{ cm}^{-3}$). Ces nuages sont froids, denses et leur taille n'excède pas quelques dizaines de parsecs³. L'intérieur des nuages est écranté du rayonnement stellaire permettant ainsi la formation de nombreuses molécules dont les plus abondantes : H_2 et CO. Les nuages moléculaires peuvent être liés gravitationnellement et s'effondrer sur eux-mêmes pour former des étoiles. Autour de ces nuages, on trouve un milieu plus diffus : le CNM. Cette phase, organisée sous forme de filaments interconnectés et de nuages, est moins dense que la phase moléculaire et l'hydrogène s'y trouve donc sous forme atomique. Enfin, il existe une phase plus chaude et moins dense, le WNM, répartie de manière plus homogène et dans laquelle baignent le CNM et les nuages moléculaires. Cette phase occupe un volume important du milieu interstellaire (Tab. 1.1).

♣ Le milieu ionisé

Le gaz interstellaire peut être ionisé. Cette ionisation peut être produite par le rayonnement UV des étoiles, par les rayons X ou par collision dans des chocs. On sépare le milieu ionisé en trois phases : le milieu ionisé et tiède (WIM pour *Warm Ionized Medium*), le milieu chaud et ionisé (HIM pour *Hot Ionized Medium*) et les régions HII (notation astrophysique pour H^+). Les régions HII résultent de l'interaction des photons UV des étoiles jeunes et massives avec le milieu interstellaire. On observe alors la formation d'une coquille de gaz ionisé, localisée autour de l'étoile. C'est ce qu'on appelle la sphère de Strömgren. En réalité, ces régions sont rarement sphériques en raison de l'inhomogénéité du milieu dans lequel les étoiles se forment et également car les étoiles naissent le plus souvent en "groupe". Ces étoiles se forment dans les nuages moléculaires denses et la région HII créée lors de la naissance de l'étoile peut percer le nuage parent et se déverser vers l'extérieur sous l'effet de sa pression élevée (effet champagne). On a alors un milieu ionisé et moins dense, le WIM, qui contient 90 % du HII galactique. Le WIM peut également être créé par ionisation du gaz neutre très diffus par le rayonnement UV d'étoiles chaudes isolées. La troisième phase ionisée, le HIM, est extrêmement diffuse. Elle occupe la majeure partie du volume du milieu interstellaire hors du plan Galactique. Le HIM est chauffé par les ondes de chocs de supernova à des températures de 10^5 à 10^7 K. C'est le gaz du HIM qui constitue la matière de ce que l'on appelle les fontaines Galactiques : du gaz chaud est éjecté dans le halo de la Galaxie où il se refroidit et se condense avant de retomber vers le plan de la Galaxie sous forme de nuages à haute vitesse ou à vitesse intermédiaire (Miville-Deschênes *et al.* 2005).

³1 parsec = 1 pc = 3×10^{18} cm

Tableau 1.1 - Paramètres physiques caractéristiques et principaux traceurs observationnels pour les nuages moléculaires (MC pour *Molecular Clouds*), le milieu neutre et froid (CNM pour *Cold Neutral Medium*), le milieu neutre et tiède (WNM pour *Warm Neutral Medium*), le milieu ionisé et tiède (WIM pour *Warm Ionized Medium*) et le milieu ionisé et chaud (HIM pour *Hot Ionized Medium*).

Phase	T_{gaz} (K)	n_H (cm $^{-3}$)	Volume (%)	$M(10^9 M_\odot)$	Traceurs
MC	10-30	≥ 100	~ 1	2.3	CO
CNM	50-100	10-100	1-4	3	HI en absorption
WNM	~ 6000	~ 0.4	30-60	2	HI en émission
WIM	~ 8000	~ 0.1	~ 20	2	H $_\alpha$
HIM	$\sim 10^6$	≤ 0.01	20-50	0.02	rayonnements X et UV

♣ Les régions de photodissociation

Les régions de photodissociation (PDR pour *PhotoDissociation Region*) sont les régions du milieu interstellaire neutre dans lesquelles le flux de photons UV est suffisamment intense pour dominer leur évolution physique et chimique. Une PDR est donc l'interface entre les régions HII et les nuages moléculaires. Ces régions sont caractérisées par une forte intensité des raies [CII] $\lambda 158\mu\text{m}$ et [OI] $\lambda 63\mu\text{m}$, ainsi que des raies de rotation-vibration et de rotation de H $_2$ et par une forte intensité des bandes aromatiques dans l'IR moyen (voir les chapitres 2 et 3). L'échelle de grandeur de ces régions dépend de la profondeur de pénétration du rayonnement UV. L'extinction à ces longueurs d'onde est surtout due aux grains de poussière. Le rayonnement UV devient donc moins dur et moins intense à mesure qu'on s'enfonce dans le nuage dense. On observe ainsi une stratification de la structure chimique des PDRs. La structure chimique caractéristique d'une PDR est représentée sur la Fig. 1.2 (Draine et Bertoldi 1999). A $\tau_{UV} \sim 0.6$, il y a une transition assez brutale de l'hydrogène atomique à l'hydrogène moléculaire. La profondeur et la brutalité de cette transition sont déterminées par l'auto-écranage de H $_2$: environ 1 fois sur 10, l'absorption d'un photon UV conduit à la dissociation de la molécule. Les transitions UV de H $_2$ deviennent rapidement optiquement épaisses et les molécules situées à l'intérieur sont donc auto-protégées vis-à-vis de la photodissociation. Ce phénomène, surtout efficace pour H $_2$ en raison de sa grande abondance, se retrouve cependant pour CO. La transition C $^+$ /CO a lieu à une profondeur plus grande, $\tau_{UV} \sim 3-5$. L'oxygène est toujours présent sous forme atomique avec une diminution de son abondance en raison de la formation de CO. L'épaisseur maximale d'une PDR est définie par la condition suivante : l'épaisseur optique dans l'UV lointain est d'environ 15 soit une densité de colonne d'hydrogène $N_H \sim 2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$.

Les PDR sont des objets privilégiés pour l'étude des processus physiques et chimiques du milieu interstellaire. Elles sont en effet facilement observables car brillantes, possèdent des conditions physiques variées et sont d'excellents candidats pour l'étude des réactions chimiques, des interactions photons/matière, et des mécanismes de chauffage et de refroidissement du gaz interstellaire.

1.3 Distribution Galactique

La matière interstellaire n'est pas distribuée de manière homogène dans la Galaxie : sa densité peut varier énormément d'une région à une autre. Estimer sa distribution est une tâche compliquée en raison des difficultés que l'on rencontre quand on veut mesurer la distance des nuages inter-

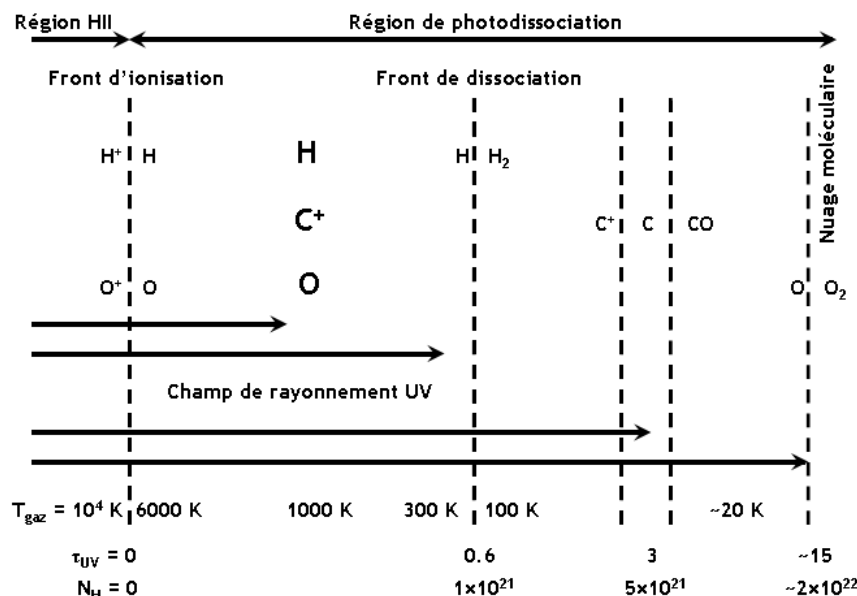


Figure 1.2 - Le rayonnement UV pénètre dans un nuage de la gauche (région HII) vers la droite (nuage neutre puis nuage moléculaire). La température du gaz, la densité de colonne et la profondeur optique dans l'UV lointain sont données en bas de la figure. D'après Draine et Bertoldi (1999).

stellaires⁴. Seule la position des régions HII peut être évaluée de façon assez précise grâce à la mesure de la distance des étoiles ionisantes qui les créent (soit par parallaxe, soit par photométrie). La Fig. 1.3 montre la distribution des régions HII projetée sur le plan Galactique (Russeil 2003). La nature spirale de notre Galaxie y est bien illustrée, mais le nombre et l'orientation exacte des bras restent des questions ouvertes. Les modèles classiques donnent deux à quatre bras à la Galaxie suivant les traceurs utilisés (régions HII, CO, HI, poussières). Par exemple, Drimmel (2000) a fait des observations en bande K qui tracent la population stellaire de la Galaxie. Le meilleur ajustement est obtenu avec un modèle à deux bras alors que les observations à $240 \mu\text{m}$ qui tracent la poussière (voir chapitre 2) requièrent un modèle à quatre bras. Ce résultat, qui a aussi été obtenu pour d'autres galaxies, semble suggérer que les étoiles et le gaz sont découplés dans la Galaxie (Grosbol et Patsis 1998).

Par ailleurs, la distribution radiale du gaz moléculaire suit à peu près celle des régions ionisées. En effet, les étoiles jeunes qui créent les régions HII sont formées au sein des nuages moléculaires. Leur échelle de hauteur, perpendiculairement au plan de la Galaxie, est de l'ordre de 80 pc à demi-densité. La composante plus diffuse du gaz ionisé atteint quant à elle 1 kpc. On observe par ailleurs que le gaz atomique neutre est concentré dans le plan Galactique et qu'il décroît en $1/\sin|b|$ à plus haute latitude, où b est la latitude Galactique. Le milieu interstellaire est également structuré par les explosions de supernova et les vents stellaires d'associations d'étoiles jeunes. Ceux-ci forment des cavités qui apparaissent comme des trous dans la distribution de HI (Orion-Eridanus ou la Loop I par exemple). Ce type de bulles occupe environ 20 % du volume du disque. Le gaz neutre est donc structuré en coquilles et en filaments à grande échelle. Les observations de Kalberla *et al.* (1985) à plus petite échelle montrent par ailleurs que les nuages sont structurés à toutes les échelles :

⁴La distance d'un nuage atomique neutre est estimée soit en mesurant la vitesse radiale du gaz, soit en mesurant la distance de l'étoile la plus lointaine observée dans sa direction sans que la lumière soit absorbée ou rougie. Les incertitudes sur les distances obtenues ainsi sont cependant importantes.

ils observent des structures jusqu'à 0.5-1 pc. Plus récemment, Faison et Goss (2001) ont mis en évidence des structures de 10 à 20 U.A.⁵. La seule limitation semble donc être la résolution spatiale des instruments. Ainsi le milieu interstellaire est parfois décrit comme multi-échelle.

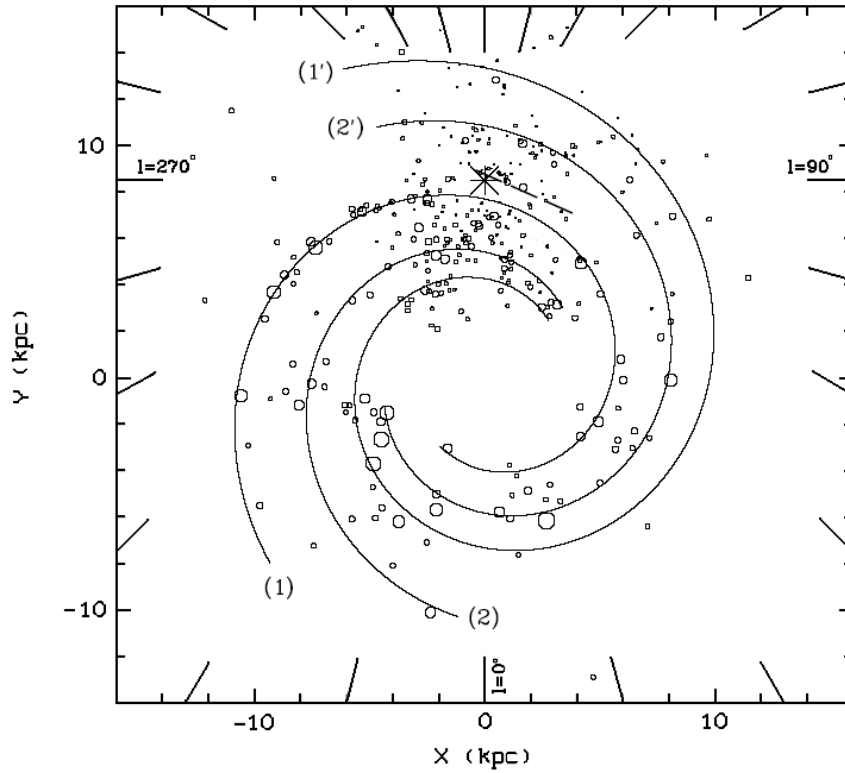


Figure 1.3 - Spirale logarithmique à quatre bras : meilleur ajustement de la position des régions HII (cercles) dans le plan Galactique, la taille des symboles est proportionnelle à l'intensité de la source excitatrice (Russeil 2003). La position du Soleil est donnée par la grande étoile. Les différents bras spiraux sont représentés : (1) Sagittaire-Carène, (2) Ecu-Croix du Sud, (1') La Règle, (2') Persée. Les tirets représentent le bras local ou bras d'Orion dans lequel se situe le Soleil.

1.4 Sources d'énergie

Nous avons vu précédemment que le milieu interstellaire est composé de différentes phases. On les caractérise avec la densité, l'état d'ionisation et la température du gaz qui les composent. Cette température étant supérieure à la température du fond diffus cosmologique, on en déduit donc qu'il existe d'autres sources d'énergie. On peut les diviser en plusieurs catégories : les photons du champ de rayonnement interstellaire, les rayons cosmiques, les photoélectrons, les réactions chimiques, les collisions et l'énergie mécanique.

♣ Champ de rayonnement interstellaire : ISRF

Le champ de rayonnement interstellaire (ISRF pour *Interstellar Standard Radiation Field*) est la résultante de tous les processus d'émission galactiques et extragalactiques. Il est composé es-

⁵ 1 U.A. = 1 Unité Astronomique = 150×10^6 km

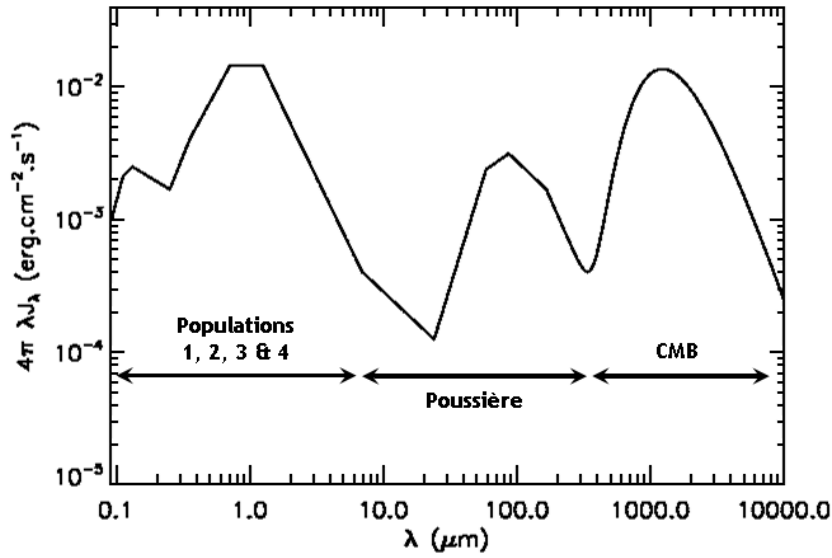


Figure 1.4 - Champ de rayonnement interstellaire standard ISRF (Mathis *et al.* 1983).

sentiellement de trois types de photons : les photons du fond diffus cosmologique (corps noir à 2.7 K) ; les photons d'origine stellaire dans l'UV, le visible et l'IR proche ($\lambda \leq 8 \mu\text{m}$) ; les photons émis par les poussières interstellaires dans l'IR moyen et lointain (voir chapitre 2).

Pour déterminer la partie stellaire de l'ISRF en fonction de la distance au centre Galactique D_G , Mathis *et al.* (1983) ont ajusté le spectre de l'ISRF observé dans la cavité solaire avec un mélange de quatre composantes stellaires de températures différentes :

- des étoiles jeunes qui dominent l'ISRF dans l'UV entre 0.09 et $0.25 \mu\text{m}$
- des étoiles plus vieilles du plan Galactique décrites par des émissions de corps noirs diluées⁶ avec $T = 4500 \text{ K}$ pour $W = 10^{-14}$ et $T = 4000 \text{ K}$ pour $W = 10^{-13}$
- des géantes rouges avec $T = 3000 \text{ K}$ pour $W = 4 \times 10^{-13}$ situées à $4 \leq D_G \leq 8 \text{ kpc}$

Cette composante stellaire a une intensité moyenne intégrée de $2.2 \times 10^{-2} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ entre 0.09 et $8 \mu\text{m}$. Par ailleurs, l'émission des poussières interstellaires domine l'ISRF pour $\lambda \geq 8 \mu\text{m}$ avec $4.9 \times 10^{-3} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ entre 8 et $1000 \mu\text{m}$. Mathis *et al.* (1983) estiment les variations de l'émission des poussières et de l'émission stellaire avec D_G par analogie avec d'autres galaxies et à l'aide de l'étude spectrale des étoiles de la Galaxie. Ce champ de rayonnement n'inclut pas les bandes IR d'hydrocarbures aromatiques hydrogénés vers $10 \mu\text{m}$ dont l'intensité varie d'une phase interstellaire à l'autre. Le champ de rayonnement résultant est représenté sur la Fig. 1.4. Dans toute la suite du manuscrit, à moins que cela soit explicitement indiqué, ce champ standard est utilisé comme champ de rayonnement incident auquel est ajouté le fond diffus cosmologique (CMB pour *Cosmic Microwave Background*). On définit le facteur G_0 en fonction de l'intégrale de l'ISRF entre 5 et 13.6 eV (ou 912 \AA et $0.25 \mu\text{m}$). On pose $G_0 = 1$ pour le champ standard que nous venons de définir.

♣ Rayons cosmiques

Les rayons cosmiques sont des noyaux d'atomes (en général des protons) qui circulent dans la Galaxie à des énergies relativistes pouvant atteindre 10^{20} eV . On peut séparer ces rayons en

⁶On définit le facteur de dilution W du rayonnement stellaire comme $W = J_\nu/B_\nu \sim \pi R_\star^2/4\pi r_0^2$ où R_\star est le rayon de l'étoile et r_0 la distance au centre de l'étoile.

deux catégories : les rayons cosmiques d'énergie < 10 GeV et les rayons cosmiques de très haute énergie > 10 GeV. Les premiers, d'origine Galactique (Sreekumar *et al.* 1993), ont des énergies comprises entre 1 et 10 GeV par nucléon, énergies assez faibles pour qu'ils soient confinés dans la Galaxie. Les seconds, d'énergies beaucoup plus élevées, s'échappent car le champ magnétique Galactique d'environ $5 \mu\text{G}$ ne permet pas de les confiner si on considère que ces cosmiques sont des protons. Leur existence est expliquée de deux façons différentes. La première fait appel à des noyaux plus lourds mais pose un problème d'abondance pour ces éléments. La deuxième fait appel à des sources de rayons cosmiques extragalactiques mais pose un problème de dissipation d'énergie sur des distances si grandes. L'origine des cosmiques de très haute énergie reste aujourd'hui une question ouverte (Morlino *et al.* 2009). Quelle que soit leur origine ou leur énergie, ces rayons cosmiques circulent dans le milieu interstellaire et interagissent avec lui. Ils transfèrent de l'énergie aux électrons liés des atomes ou des molécules du gaz (ionisation et excitation) et aussi aux électrons libres (par collision coulombienne). Les électrons ainsi éjectés ou accélérés partagent leur énergie cinétique avec les autres particules du gaz. Les rayons cosmiques participent donc au chauffage du gaz interstellaire (Goldsmith *et al.* 1969).

1.5 Processus de chauffage

♣ Les photoélectrons

Divers processus peuvent aboutir à la présence de photoélectrons d'énergie trop faible (quelques eV) pour produire une excitation ou une ionisation des particules du milieu interstellaire. On peut donc considérer que toute leur énergie sert à chauffer le gaz lorsqu'ils se thermalisent sur les électrons du milieu. Ces processus sont les suivants :

- 1) l'ionisation des atomes et des molécules par le rayonnement UV libre des électrons dont l'énergie est la différence entre l'énergie du photon incident et l'énergie potentielle d'ionisation ; ce processus domine le chauffage pour les régions HII (Spitzer 1978) ; dans le milieu interstellaire neutre, le carbone est le principal producteur de photoélectrons (Lequeux 2002)
- 2) les rayons X provenant du milieu interstellaire chaud peuvent arracher des électrons de la couche *K* des atomes et des ions ; ces électrons énergétiques primaires peuvent à leur tour produire des ionisations secondaires et libérer d'autres électrons, moins énergétiques, qui vont chauffer le gaz (Wolfire *et al.* 1995) ; le chauffage par les rayons X est efficace dans le cas du milieu atomique tiède et près des sources de rayons X (restes de supernovae, étoiles très jeunes).
- 3) l'effet photoélectrique sur les grains (Draine 1978) : les photons UV peuvent être suffisamment énergétiques pour arracher des électrons de la couche de valence des grains ; ce processus est le mécanisme de chauffage dominant du milieu froid diffus (voir le §5.2).

♣ Les réactions chimiques

Le milieu interstellaire est le siège de nombreuses réactions chimiques dont certaines, exothermiques, peuvent chauffer le gaz. Par exemple, la formation de H_2 à la surface des grains est très exothermique. Elle libère 4.48 eV qui se répartissent entre l'excitation vibrationnelle et rotationnelle de H_2 , le chauffage du grain et l'énergie cinétique de la molécule libérée (Hollenbach et McKee 1979). Le chauffage du gaz qui s'ensuit est un processus collisionnel, efficace dans les chocs et les régions photodominées denses.

♣ Echange thermique gaz/grains

Dans les régions très denses, les collisions entre les atomes et les molécules du gaz et les grains peuvent être assez fréquentes pour que le transfert d'énergie des uns aux autres soit efficace. Ce processus est important, en particulier dans le coeur des nuages moléculaires où la densité est grande et où les grains, chauffés par le rayonnement IR lointain, sont plus chauds que le gaz (Falgarone et Puget 1985).

♣ Mouvement macroscopique : l'énergie mécanique

Le milieu interstellaire est animé de mouvements macroscopiques qui peuvent également participer au chauffage du gaz. Par exemple, l'effondrement d'un nuage sous l'effet de sa propre gravité, prélude à toute formation stellaire, est une source de chaleur pour le gaz. Les explosions de supernovae, les vents stellaires et l'expansion des régions HII produisent de l'énergie mécanique. Cette dernière se transforme en énergie thermique via les chocs et les mouvements turbulents du gaz. Le champ magnétique Galactique peut également induire un chauffage du gaz par dissipation visqueuse des ondes d'Alfvén. Enfin, le phénomène appelé "diffusion ambipolaire" produit un échauffement visqueux qui résulte des mouvements relatifs de la composante ionisée et de la composante neutre du plasma interstellaire.

1.6 Processus de refroidissement

On peut distinguer deux types de mécanismes de refroidissement : le refroidissement par émission des atomes, des ions et des molécules du gaz excités par collisions - ils transfèrent ainsi l'énergie cinétique du milieu en rayonnement - et le refroidissement par mécanisme inverse de certains des mécanismes de chauffage décrits précédemment.

♣ Rayonnement des atomes, des ions et des molécules du gaz

Le refroidissement peut se faire par les raies de structure fine d'atomes et d'ions abondants dans le milieu considéré, s'ils ont des niveaux de structure fine suffisamment proches du fondamental pour pouvoir être excités facilement. Ce processus est dominant presque partout dans le milieu interstellaire, neutre et ionisé. Il ne l'est pas dans les régions chaudes et dans le coeur des nuages moléculaires. Dans le milieu neutre, CII et OI dominent le refroidissement et OII, OIII, NII, NIII, NeII et NeIII le dominent dans les régions HII. Quand la température du milieu augmente, d'autres niveaux que les niveaux de structure fine peuvent être peuplés par collisions avec les électrons et ainsi produire un refroidissement. Par exemple, l'excitation du niveau $n = 2$ de l'hydrogène qui se désexcite en émettant la raie Lyman α est un des processus les plus importants pour le refroidissement (Le Boulrot *et al.* 1999). Dans les nuages moléculaires, c'est l'excitation des raies de rotation de CO qui domine le refroidissement.

♣ Mécanismes inverses

L'effet inverse de l'effet photoélectrique, la recombinaison des électrons sur les grains chargés, peut produire un refroidissement non négligeable. Son taux croît rapidement avec la température (Bakes et Tielens 1994). Enfin, dans le milieu neutre et diffus, où les grains sont toujours plus froids que le gaz, les échanges thermiques gaz/grains ne peuvent qu'entraîner un refroidissement du gaz. Ce processus inverse n'est cependant pas dominant en raison de la faible densité du milieu considéré.

1.7 Paramètres du gaz à l'équilibre thermique

Nous venons de faire un inventaire des différents processus qui peuvent chauffer ou refroidir le gaz. Dans la suite, on désigne par Γ le gain d'énergie par unité de volume et de temps et par Λ la perte d'énergie par unité de volume et de temps. Nous examinons ici l'équilibre thermique des phases du milieu interstellaire pour une grande gamme de conditions physiques (n_H, G_0, T_{gaz}) :

$$\Gamma = \Lambda \quad \text{ou} \quad \mathcal{L} = \Gamma - \Lambda = 0 \quad (1.1)$$

La Fig. 1.5 montre les résultats de Wolfire *et al.* (1995) pour l'équilibre thermique dans le cas où un milieu de densité n_H est illuminé par l'ISRF. Dans le cas d'un gaz parfait, on peut exprimer la pression thermique comme (en négligeant l'hélium) :

$$\frac{P_{th}}{k_B} = (n_{H^0} + n_{H^+} + n_e)T_{gaz} \quad (1.2)$$

C'est ce diagramme de phase ($P_{th}/k_B, n_H$) qui est à l'origine du modèle à deux phases de Field *et al.* (1969). Ils considèrent que le milieu interstellaire est constitué de nuages froids et denses plongés dans un milieu internuage chaud et ténu. Tous les états en dehors de la courbe d'équilibre représentée sur la Fig. 1.5 sont instables (Wolfire *et al.* 1995). Dans le cas isobare, si un nuage se trouve au-dessus de cette courbe d'équilibre dans le diagramme de phase ($P > P_{eq}$), il va se contracter et se déplacer vers la droite du diagramme jusqu'à atteindre l'équilibre. S'il se trouve sous la courbe ($P < P_{eq}$), il va au contraire se dilater et donc se déplacer vers la gauche du diagramme. Les deux états d'équilibre de pression intermédiaire et de densité haute (nuage atomique froid) et basse (milieu internuage tiède) correspondent aux phases définies par Field *et al.* (1969). La pression moyenne du milieu interstellaire correspond bien aux valeurs obtenues dans ce cadre hydrostatique : $P/k_B \sim 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{K}$. Ce résultat est en accord avec l'existence de deux phases en équilibre. On mesure cependant des pressions beaucoup plus élevées et beaucoup plus faibles dans certaines régions de la Galaxie. L'équilibre de pression n'est donc pas toujours établi. La pression du milieu interstellaire est une moyenne des pressions thermique, magnétique et mécanique, induite par les mouvements du gaz (supernova, vent stellaire...), les deux dernières pouvant être du même ordre de grandeur que la première. La description hydrostatique n'est donc pas réaliste. Cependant, comme les différentes phases tendent toujours à s'approcher de l'équilibre, il est possible de décrire le milieu interstellaire à l'aide du modèle à deux composantes. Les paramètres physiques à l'équilibre peuvent être vus comme des valeurs moyennes, vérifiées à grande échelle (Lequeux 2002).

Les paramètres physiques du gaz obtenus ici en fonction de la densité du milieu et de l'intensité du champ de rayonnement (Fig. 1.6) sont ceux utilisés au chapitre 5 pour étudier l'excitation rotationnelle des grains interstellaires. Les couples de densité et de température du gaz vont ainsi nous permettre d'évaluer les taux de collision gaz/grain. Les calculs, faits en considérant que l'équilibre thermique est réalisé, ont été exécutés à l'aide du logiciel CLOUDY (Ferland *et al.* 1998).

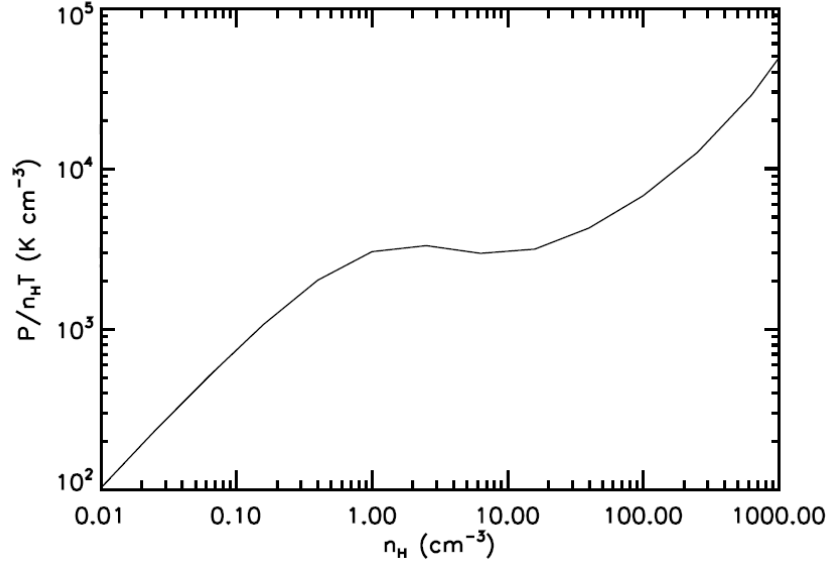


Figure 1.5 - Pression thermique P_{th}/k_B à l'équilibre en fonction de la densité du gaz n_H dans le cas où $G_0 = 1$ (Wolfire *et al.* 1995). La courbe représente le cas $\mathcal{L} = 0$: au-dessus de la courbe, $\mathcal{L} > 0$, le milieu se refroidit alors qu'en-dessous, $\mathcal{L} < 0$, le milieu se réchauffe.

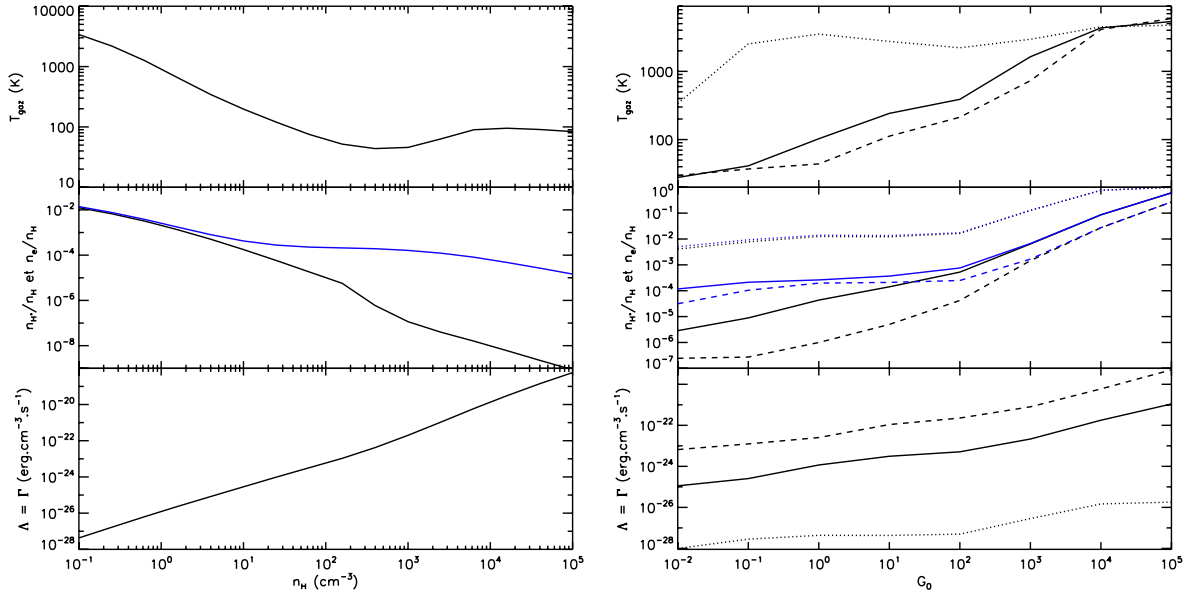


Figure 1.6 - *A gauche* : paramètres physiques du gaz à l'équilibre thermique, pour $G_0 = 1$, en fonction de la densité d'hydrogène n_H . La figure du haut montre la température du gaz T_{gaz} , celle du milieu la fraction d'hydrogène ionisé n_{H^+}/n_H (en noir) et la fraction d'électrons n_e/n_H (en bleu). La figure du bas présente les fonctions de refroidissement et de chauffage, $\Lambda = \Gamma$. *A droite* : paramètres du gaz à l'équilibre thermique en fonction de l'intensité du champ de rayonnement G_0 . L'ordre des figures est le même et les résultats sont présentés pour trois densités d'hydrogène différentes : $n_H = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ en pointillés, $n_H = 30 \text{ cm}^{-3}$ en trait plein et $n_H = 300 \text{ cm}^{-3}$ en tirets. Tous ces résultats ont été obtenus avec le logiciel CLOUDY (Ferland *et al.* 1998).

1.8 Le champ magnétique Galactique

Il est aujourd'hui bien établi que le milieu interstellaire baigne dans un champ magnétique ayant une intensité de quelques μG en moyenne. Ce champ a une grande importance dans l'évolution dynamique et énergétique du milieu interstellaire. La façon dont il a été créé et amplifié reste aujourd'hui une question ouverte. Le but de ce paragraphe est de présenter les techniques d'observation utilisées pour mesurer la direction et l'intensité de ce champ et de faire un état des lieux des connaissances actuelles sur la structure à grande échelle du champ magnétique dans la Galaxie. Enfin, nous décrivons brièvement son influence sur le milieu interstellaire.

1.7.1 Méthodes de diagnostic

♣ Polarimétrie stellaire

La première mise en évidence de l'existence d'un champ magnétique dans le milieu interstellaire a été faite avec la méthode de polarimétrie stellaire. C'est-à-dire l'observation d'une polarisation linéaire de la lumière en provenance de certaines étoiles (Ferrière 2007), corrélée avec l'extinction (§2.2). Cette polarisation s'explique par l'extinction sélective du rayonnement en présence de grains non sphériques, au moins partiellement alignés. Cet alignement est obtenu si les grains sont paramagnétiques (Annexe 7.5). En effet, le champ magnétique exerce un couple $\vec{M} = \vec{\mu}_m \wedge \vec{B}$ sur le grain, où $\vec{\mu}_m$ est son moment magnétique. Ce couple va faire précesser le moment angulaire du grain autour de \vec{B} et créer un alignement partiel. On observe une polarisation linéaire du rayonnement stellaire dans la direction de \vec{B} (Fig. 1.7). Cette méthode a permis de montrer que le champ local est parallèle au plan de la Galaxie et pointe dans la direction azimuthale (Heiles 1996).

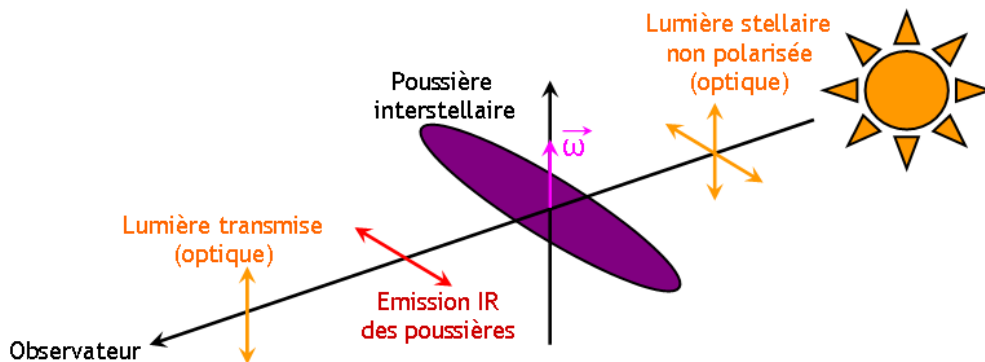


Figure 1.7 - Polarisation de la lumière stellaire émise et transmise par une poussière interstellaire alignée avec le champ magnétique Galactique. D'après Ponthieu et Lagache (www.planck.fr).

♣ Effet Zeeman

On appelle "effet Zeeman" dans un atome ou une molécule la levée de dégénérescence d'un niveau de moment angulaire total \vec{J} en $2J + 1$ sous-niveaux ($M_J = -J, \dots, +J$) sous l'effet d'un champ magnétique extérieur. En effet, si l'espèce en question a un moment magnétique non nul, celui-ci interagit avec \vec{B} et \vec{J} va précesser autour de \vec{B} . Les règles de sélection pour les transitions de type $J+1 \rightarrow J$ conduisent à l'existence de trois composantes différentes : les composantes π , polarisées linéairement, parallèlement à \vec{B} , et les composantes σ^\pm , polarisées circulairement en sens inverse, dans le plan perpendiculaire à \vec{B} . Ce sont ces dernières qu'on utilise pour l'observation. La

différence entre les fréquences de ces composantes est proportionnelle à B_{\parallel} (composante du champ magnétique parallèle à la ligne de visée). Cette méthode a permis de mesurer l'intensité de la composante longitudinale du champ magnétique : $B_{\parallel} \sim 6 \mu\text{G}$ dans le gaz HI et $B_{\parallel} \sim 10 - 3000 \mu\text{G}$ dans les nuages moléculaires (Myers *et al.* 1995; Han et Zhang 2007).

♣ Rotation Faraday

Quand une onde électromagnétique polarisée linéairement se propage dans un milieu ionisé baignant dans un champ magnétique, son plan de polarisation rectiligne subit une rotation appelée “rotation Faraday”. En effet, les électrons libres présents dans un milieu ionisé transforment ce dernier en diélectrique, avec des indices de réfraction différents pour deux ondes polarisées circulairement dans des directions opposées. Or de nombreuses sources, les pulsars par exemple, émettent un rayonnement polarisé linéairement qui peut être décomposé en deux ondes polarisées circulairement en sens inverse. Le déphasage entre ces deux composantes, dû aux indices différents, produit la rotation Faraday. L'angle de rotation est proportionnel à $\lambda^2 RM$ où RM est appelé “mesure de rotation” ou “*Rotation Measure*” (avec B_{\parallel} la composante longitudinale de \vec{B}) :

$$RM \propto \int_0^L n_e B_{\parallel} ds \quad \text{où } L \text{ est la longueur de la ligne de visée et } n_e \text{ la densité électronique} \quad (1.3)$$

Des mesures de RM sur des pulsars ont permis d'obtenir les résultats suivants. Le champ magnétique a une composante régulière et une composante aléatoire d'intensités égales à ~ 1.5 et $\sim 5 \mu\text{G}$ respectivement. La composante régulière est azimuthale et subit plusieurs inversions de direction du centre vers l'extérieur de la Galaxie. Cela indique une structure spirale du champ magnétique. Enfin, dans le plan Galactique, son intensité est plus forte au centre que sur les bords et elle diminue quand l'altitude augmente (Han *et al.* 2006; Vallée 2008).

♣ Rayonnement synchrotron

Les électrons relativistes qui circulent dans la Galaxie spiralent autour du champ magnétique Galactique et émettent ainsi un rayonnement synchrotron (voir §6.1.3 pour la description complète du mécanisme d'émission). Ce rayonnement est polarisé linéairement, perpendiculairement au champ magnétique. L'émission synchrotron permet donc de connaître la direction de \vec{B} et son intensité totale - pas seulement celle de la composante longitudinale - si on connaît la densité d'électrons (Beck 2007).

1.7.2 Origine et structure du champ magnétique

♣ Origine

L'idée selon laquelle le champ magnétique Galactique serait le reliquat d'un champ magnétique primordial, préexistant à la formation de la Galaxie, ne permet pas de rendre compte de son intensité actuelle (Langer *et al.* 2005). La théorie du champ primordial suppose que les mouvements du gaz associés à l'effondrement de la protogalaxie auraient compressé les lignes de champ du \vec{B} primordial et que la rotation différentielle de la Galaxie les auraient enroulé autour du centre Galactique. Cependant, même en supposant une diffusion magnétique par des mouvements turbulents, l'intensité du champ magnétique ainsi obtenu est très inférieure aux quelques μG observés aujourd'hui. Cela suppose donc qu'il existe un mécanisme d'amplification de ce champ : la dynamo Galactique. Une fois le disque de la Galaxie formé et la formation stellaire enclenchée, la turbulence interstellaire peut être engendrée par les vents stellaires et les explosions de supernovae. Ces mouvements turbulents deviennent cycloniques sous l'effet de la force de Coriolis et de la rotation Galactique. De tels mouvements créent un champ magnétique orthogonal au champ ambiant :

de nombreuses boucles poloïdales ou toroïdales⁷ sont ainsi formées. Par ailleurs, les mouvements à plus grande échelle mélangent et lissent ces boucles jusqu'à la création de champs toroïdaux et poloïdaux à plus grande échelle. De plus, la rotation différentielle produit un champ poloïdal à partir de n'importe quel champ toroïdal.

Ainsi, dans la théorie dynamo, la rotation différentielle à grande échelle va étirer les lignes de champ dans la direction azimutale (effet Ω) alors que les mouvements circulaires à petite échelle vont régénérer sa composante radiale à partir de la composante azimutale (effet α). C'est la combinaison de ces deux effets qui conduit à l'amplification du champ magnétique dans la Galaxie.

♣ Structure

La plupart des galaxies spirales possèdent un champ magnétique de type “spirale bisymétrique” qu'on appelle communément BSS (pour *BiSymmetric Spiral*). La structure de ce champ est représentée schématiquement sur la Fig. 1.8. Les mesures de rotation dans notre Galaxie suggèrent que son champ magnétique est également organisé suivant une structure de type BSS (Sofue *et al.* 1986). C'est cette structure que nous utilisons au §6.2.3 pour étudier la polarisation de l'émission synchrotron et nous détaillons dans ce paragraphe la forme analytique utilisée pour décrire le champ magnétique.

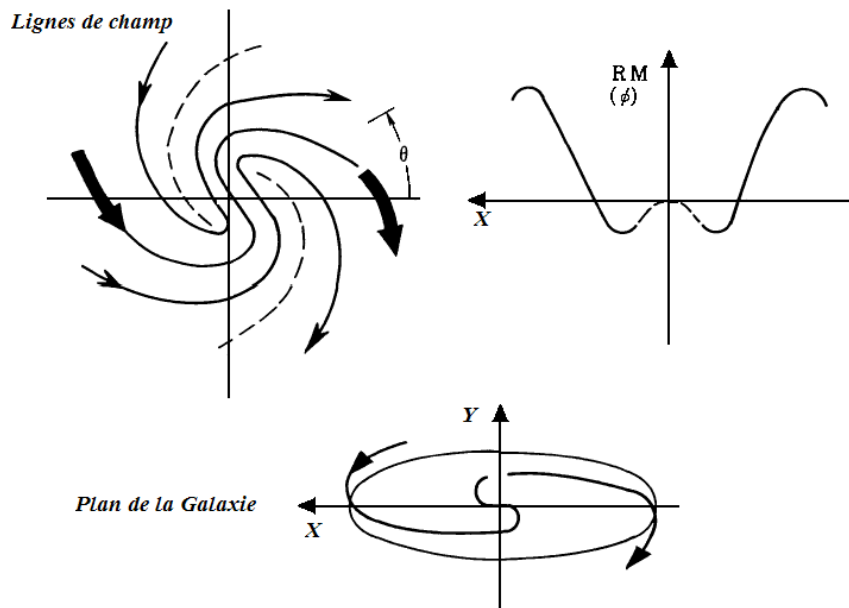


Figure 1.8 - Configuration bisymétrique spirale du champ magnétique Galactique et variations caractéristiques de la mesure de rotation RM .

1.7.3 Influence du champ magnétique sur le milieu interstellaire

L'impact dynamique et énergétique du champ magnétique sur le milieu interstellaire est très important. A grande échelle, la pression magnétique, la pression des rayons cosmiques et la pression cinétique s'additionnent pour s'opposer à l'effondrement gravitationnel du disque Galactique. Dans le plan de la Galaxie, ces pressions sont :

- pression magnétique : $p_B = B^2/8\pi$

⁷La composante poloïdale est la composante “verticale” (suivant les méridiens) et la composante toroïdale est la composante “horizontale” (suivant les parallèles).

- pression des rayons cosmiques : $p_{CR} = u_{CR}/3$ où u_{CR} est la densité d'énergie des particules relativistes de haute énergie
- pression cinétique : $p_C = \rho \langle v^2 \rangle$ où $\langle v^2 \rangle$ est la vitesse quadratique moyenne des mouvements à grande échelle des nuages interstellaires

Ces trois pressions sont à peu près équivalentes, de l'ordre de $10^{-13} \text{ N.m}^{-2}$ chacune. Le champ magnétique a donc un rôle important à jouer dans la détermination de l'échelle de stabilité gravitationnelle de la Galaxie et participe à la détermination de la distribution verticale du gaz (équilibre hydrostatique). C'est également au champ magnétique que l'on doit le confinement des rayons cosmiques dans la Galaxie. La polarisation de la lumière stellaire, due à l'alignement partiel de la poussière, est aussi une conséquence de la présence d'un $\vec{B} \neq \vec{0}$. Le champ magnétique joue aussi un rôle dans la formation stellaire en facilitant la fragmentation des nuages interstellaires et leur effondrement (Boss 2002). Il est par ailleurs essentiel pour maintenir les forts gradients de température à l'interface entre les différentes phases du milieu interstellaire, pour l'évaporation et la forme des nuages, et pour la durée de vie des cavités à haute température créées par les explosions de supernova. Pour une introduction complète au sujet du champ magnétique Galactique, on pourra consulter l'article de Ferrière (2007).

LES GRAINS INTERSTELLAIRES

Sommaire

2.1	Introduction	17
2.2	Extinction interstellaire	19
2.3	Distribution de tailles	22
2.4	Emission des grains interstellaires	23
2.4.1	Emission IR : grains à l'équilibre thermique avec le rayonnement	26
2.4.2	Emission IR : grains chauffés stochastiquement	27
2.4.3	Emission rouge étendue (ERE)	28
2.4.4	Emission "anormale"	29
2.5	Polarisation	29
2.6	Evolution de la poussière	30
2.6.1	Formation des poussières	30
2.6.2	Evolution des poussières dans le milieu interstellaire	31

2.1 Introduction

Les grains représentent seulement 1 % de la masse du milieu interstellaire. Ils jouent cependant un rôle extrêmement important quand on veut étudier la physique de ce milieu. Les plus petits d’entre eux sont en fait de grosses molécules et sont le sujet de cette thèse. Le but de ce chapitre est de décrire les différents types de grains que l’on rencontre dans le milieu interstellaire à travers leur interaction avec le champ de rayonnement (extinction et émission), leur composition, leur taille ainsi que leur évolution qui se trouvent être intimement liée au cycle de vie et de mort des étoiles.

♣ Les grains : des acteurs importants dans le milieu interstellaire

Les grains sont présents dans tous les environnements interstellaires décrits au chapitre précédent : les régions HI, les régions HII (où ils sont peu abondants), les nuages moléculaires, les régions de photodissociation et même les nuages à haute vitesse qui tombent sur le plan Galactique. Dans tous les cas, ils sont liés à l’évolution de ces milieux aussi bien d’un point de vue thermodynamique que chimique ou même dynamique.

Les grains ont une grande influence sur le transfert de rayonnement dans la Galaxie. Ils absorbent environ la moitié du rayonnement stellaire dans les domaines UV et visible avant de le réémettre à des longueurs d'onde plus grandes : de l'IR moyen au submillimétrique. Si ces grains ne sont pas sphériques, ils peuvent éventuellement s'aligner avec le champ magnétique Galactique. Ceci a pour effet de polariser partiellement le rayonnement stellaire transmis et diffusé (Fig. 1.7). Par ailleurs, les grains sont des acteurs importants pour le chauffage du milieu interstellaire : d'une part à travers l'effet photoélectrique (voir §1.4) et d'autre part par les collisions avec les atomes du gaz dans les milieux denses. Ces collisions peuvent produire des transferts d'énergie efficaces comparativement aux autres processus de chauffage et de refroidissement si $n_H \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (Lequeux 2002). Le rôle de la poussière est également crucial pour la chimie interstellaire. La molécule H_2 ne peut se former en phase gazeuse que dans les milieux très denses ($n_H > 10^{11} \text{ cm}^{-3}$). Cette molécule, la plus abondante, est formée à la surface des grains qui ont un rôle de catalyseur (Hollenbach et Salpeter 1971; Duley et Williams 1986). De plus, une partie des rayons cosmiques pourrait trouver son origine dans les grains. En effet, ces derniers étant chargés, ils peuvent être accélérés par les ondes de choc de supernova et entrer en collision avec les atomes et les ions du gaz. Ces collisions libèrent des éléments lourds qui peuvent être accélérés à leur tour et seraient à l'origine de certains rayons cosmiques. Enfin, l'émission des grains interstellaires sont un avant-plan pour toutes les observations extragalactiques. Leur étude est donc nécessaire pour traiter les observations cosmologiques.

♣ Abondances et déplétions des éléments

L'abondance des éléments lourds en phase gazeuse est en général beaucoup plus faible dans les nuages interstellaires que dans les atmosphères stellaires sensées être représentatives du milieu dans lequel les étoiles se sont formées (Lequeux 2002). Cette déplétion indique donc que les éléments lourds doivent être piégés dans la phase solide, autrement dit dans les grains. Elle nous apprend également quelle fraction des éléments lourds cosmiques est incluse dans les grains. La connaissance de cette valeur est un paramètre contraignant très important pour tous les modèles de poussières (extinction et émission), mais également pour les modèles de formation stellaire dont l'efficacité dépend du rapport gaz/grains au sein du nuage parent. On définit traditionnellement l'abondance d'un élément X de manière logarithmique, en rapport avec l'abondance de l'hydrogène :

$$A_N(X) = 12 + \log\left(\frac{N_X}{N_H}\right) \text{ et } A_M(X) = 12 + \log\left(\frac{m_X N_X}{m_H N_H}\right) \text{ abondances en nombre et en masse (2.1)}$$

Dans les atmosphères stellaires, cette abondance est mesurée par l'observation des raies en absorption du gaz présent dans la photosphère et par mesures spectroscopiques dans le cas de la phase gazeuse du milieu interstellaire. La déplétion dans la phase gazeuse est quant à elle définie de la façon suivante :

$$D(X) = \log\left(\frac{N_X}{N_H}\right) - \log\left(\frac{N_X}{N_H}\right)_{\text{cosmique}} \quad (2.2)$$

Cette relation donne accès à la fraction de l'élément X incorporée dans les grains à condition de connaître son abondance cosmique. Par définition, la déplétion est donc une grandeur toujours négative. Le Soleil a naturellement été la première étoile de référence ; on suppose que sa nucléosynthèse interne n'est à priori pas visible dans la photosphère (Whittet 1992). Cependant, ce choix a posé problème : les déplétions mesurées ainsi conduisent à inclure dans les grains une trop grande quantité de éléments lourds (en particulier pour l'oxygène). On a ensuite utilisé les

étoiles de type B^1 , plus jeunes et donc sensées avoir une composition plus proche du milieu interstellaire dans lequel elles se sont formées. L'oxygène y est beaucoup moins abondant (environ 40 % de moins). Cependant, en les prenant pour référence, les astronomes ont dû faire face à la “crise du carbone” : la déplétion était trop faible pour que l'on puisse incorporer suffisamment de carbone dans les grains pour reproduire les observations. Cela s'explique par le fait que les étoiles B pourraient avoir une métallicité systématiquement moins élevée que celle du milieu interstellaire. Les grains ne s'intègrent pas bien aux étoiles en formation à cause des phénomènes de sédimentation, de diffusion ambipolaire et de la pression de radiation. Enfin, les derniers objets utilisés comme référence sont les étoiles de types F et G^2 , très jeunes ($\leq 2 \times 10^9$ ans), qui ont des abondances proches de celles du Soleil, exception faite de l'oxygène (voir Tab. 2.1). Par ailleurs, la métallicité d'objets de type et d'âge identiques diminue quand on s'éloigne du centre Galactique. Cette observation s'explique par un taux de formation stellaire plus élevé dans le noyau que dans les bras spiraux de la Galaxie et donc un enrichissement en éléments lourds plus rapide (Whittet 1992).

Malgré des incertitudes sur les abondances cosmiques, les mesures de déplétions permettent donc d'apporter des contraintes fortes sur la composition des poussières (Zubko *et al.* 2004). Les composants principaux que l'on retrouve dans les grains sont le carbone, l'oxygène, le magnésium, le silicium et le fer. Les composants minoritaires sont le sodium, l'aluminium, le calcium et le nickel. Enfin, on trouve à l'état de traces le potassium, le titane, le chrome, manganèse et le cobalt (ces résultats sont résumés dans le Tab. 2.1). La Fig. 2.1 montre la corrélation entre la déplétion et la température de condensation des éléments lourds : plus les éléments sont réfractaires, plus ils sont déplétés. La déplétion est quasiment totale pour tous les éléments avec $D(X) \leq -2$, ce qui correspond à une incorporation à 99 % dans les grains (Jenkins 1989). Cette figure présente également l'abondance de l'oxygène en phase gazeuse en fonction de la densité du milieu n_H : ces deux grandeurs sont anti-corrélées. Dans les régions denses, les grains sont soumis à des processus de coagulation alors que dans le milieu diffus, ils peuvent être fragmentés, érodés voire vaporisés (Sofia 2004). La dépendance de la déplétion en fonction du type d'environnement interstellaire observé apporte des informations sur les mécanismes de formation et de destruction des grains.

2.2 Extinction interstellaire

Quand la lumière émise par une étoile traverse un nuage de poussières, elle est partiellement absorbée et diffusée par les grains : l'addition de ces deux phénomènes est appelée *extinction interstellaire*. Observationnellement, cela correspond au rougissement de la lumière des étoiles et aux trous dans le ciel qu'avait pu observer Herschel en 1784 en direction de ρ -Ophiucus. L'extinction dépend de la distribution de tailles des grains présents sur la ligne de visée, de leur composition minérale et de la longueur d'onde du flux lumineux. Si on appelle I_0 l'intensité à l'entrée d'un nuage et I l'intensité en sortie, on peut écrire :

$$I(\lambda, \tau) = I_0(\lambda) e^{-\tau_\lambda} \quad (2.3)$$

où $\tau_\lambda = \tau_{abs} + \tau_{diff}$ est l'épaisseur optique du nuage. L'extinction est reliée à l'épaisseur optique par la relation $A_\lambda = 1.086\tau_\lambda$. La quantité I_0 n'est cependant jamais mesurable. On va donc avoir recours à l'excès de couleur qui est la différence de l'épaisseur optique à deux longueurs d'onde différentes.

¹Les étoiles de type spectral B ont des températures de l'ordre de 10 000 à 25 000 K.

²Les étoiles de type F ont des températures de l'ordre de 6000 à 7500 K et celles de type G de l'ordre de 5000 à 6000 K.

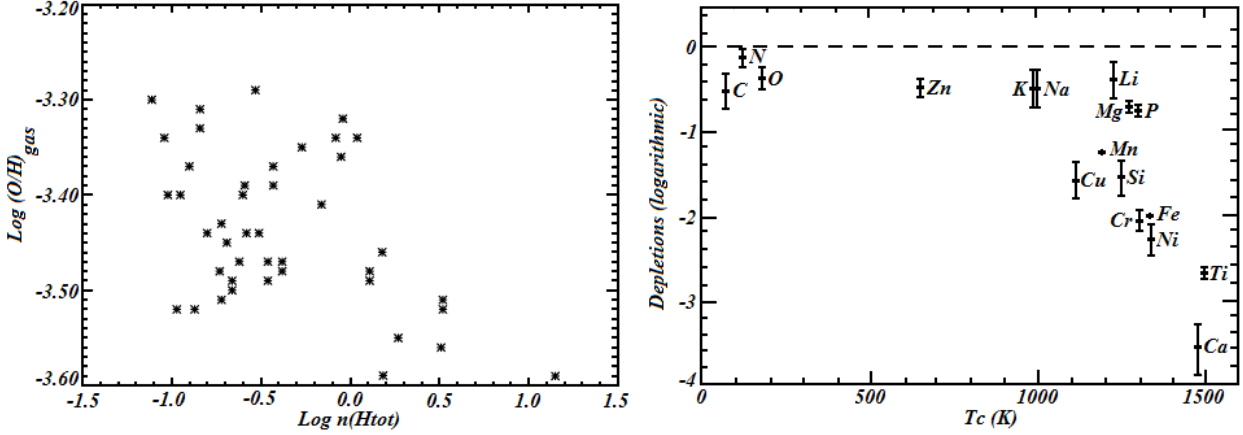


Figure 2.1 - A gauche : abondance de l'oxygène dans la phase gazeuse en fonction de la densité moyenne. D'après Sofia (2004). A droite : déplétions des éléments lourds en fonction de leur température de condensation T_c pour une densité d'hydrogène $n_H = 3 \text{ cm}^{-3}$. D'après Jenkins (1989).

Tableau 2.1 - Abondances des principaux éléments lourds entrant dans la composition des grains (Zubko *et al.* 2004). Les trois premières lignes donnent les abondances cosmiques avec pour référence le Soleil, les étoiles F et G et les étoiles B respectivement. La quatrième ligne donne l'abondance des éléments lourds en phase gazeuse dans le milieu interstellaire. Les trois dernières lignes donnent l'abondance en phase solide avec différentes références pour l'abondance cosmique.

Éléments	C	O	Si	Mg	Fe	N
Z	6	8	14	12	26	7
$[X/10^6 H]_{\odot}$	391 ± 98	545 ± 100	34.4 ± 3.9	34.5 ± 4.8	28.1 ± 5.4	85.2 ± 21.9
$[X/10^6 H]_{F,G\star}$	358 ± 82	445 ± 156	39.9 ± 13.1	42.7 ± 17.2	27.9 ± 7.7	-
$[X/10^6 H]_{B\star}$	190 ± 77	350 ± 133	18.8 ± 8.9	23.0 ± 7.0	28.5 ± 18.0	64.7 ± 34.2
.....						
$[X/10^6 H]_{\text{MIS,gaz}}$	108 ± 16	319 ± 14	~ 0	~ 0	~ 0	75.0 ± 4.0
.....						
$[X/10^6 H]_{\text{grains}/\odot}$	283 ± 99	226 ± 101	34.4 ± 3.9	34.5 ± 4.8	28.1 ± 5.4	10.2 ± 22.3
$[X/10^6 H]_{\text{grains}/F,G\star}$	250 ± 84	126 ± 157	39.9 ± 13.1	42.7 ± 17.2	27.9 ± 7.7	-
$[X/10^6 H]_{\text{grains}/B\star}$	82 ± 79	31 ± 134	18.8 ± 8.9	23.0 ± 7.0	28.5 ± 18.0	0.0 ± 35

Dans un premier temps, nous allons donc définir l'excès de couleur, puis la loi d'extinction qui est la représentation classique de l'extinction interstellaire. Enfin, nous donnerons quelques résultats observationnels pour l'extinction Galactique.

♣ Excès de couleur

La quantité appelée *excès de couleur* est obtenue par photométrie. La méthode consiste en l'observation de deux étoiles de même type spectral et de même classe de luminosité, l'une étant rougie et l'autre pas. Le flux reçu des étoiles de luminosité L_{\star} , situées à des distances D_i de l'observateur, et leur magnitude s'expriment comme :

$$F_i(\lambda) = \frac{L_{\star}(\lambda)}{4\pi D_i^2} e^{-\tau_i} \quad \Rightarrow \quad m_i(\lambda) = \ln L_{\star}(\lambda) - \tau_i(\lambda) + 2\ln(D_i) + \text{constante} \quad \text{où } i = 1, 2 \quad (2.4)$$

La seconde étoile n'étant pas rouge $\tau_2 = 0$ et la différence de magnitude entre les deux étoiles vaut :

$$\Delta m(\lambda) = -\tau_1(\lambda) - 2\ln(D_1/D_2) \quad (2.5)$$

On définit alors l'excès de couleur comme $E(\lambda, \lambda') = \Delta m(\lambda) - \Delta m(\lambda') = \tau_1(\lambda') - \tau_1(\lambda)$. L'excès de couleur dit standard est l'excès de couleur entre les bandes B ($\lambda = 0.44 \mu\text{m}$) et V ($\lambda = 0.55 \mu\text{m}$) : $E(B, V) = E_{B-V}$.

♣ Loi d'extinction

En fixant $\lambda' = 0.55 \mu\text{m}$ dans l'excès de couleur et en le normalisant par l'excès de couleur standard, on obtient la forme classique de la *loi d'extinction* :

$$Ext(\lambda) = \frac{E(\lambda, V)}{E_{B-V}} = \frac{A_\lambda - A_V}{A_B - A_V} = \frac{\tau_\lambda - \tau_V}{\tau_B - \tau_V} \quad (2.6)$$

La normalisation par E_{B-V} permet de comparer les variations de l'extinction avec la longueur d'onde pour des étoiles ayant des rougissemements différents. Par ailleurs, Cardelli *et al.* (1988) ont montré qu'il est possible de caractériser la loi d'extinction à partir d'un unique paramètre, R_V . Cette grandeur est le rapport entre l'absorption dans la bande V et l'excès de couleur standard, c'est-à-dire la pente de la loi d'extinction dans le domaine visible :

$$R_V = \frac{A_V}{E_{B-V}} = -Ext(\lambda = \infty) \quad (2.7)$$

Par ailleurs, on peut définir des efficacités d'absorption et d'émission, Q_{abs} et Q_{diff} :

$$Q_{abs} = \frac{\sigma_{abs}}{\pi a^2} \quad \text{et} \quad Q_{diff} = \frac{\sigma_{diff}}{\pi a^2} \quad (2.8)$$

où σ_{abs} et σ_{diff} sont les sections efficaces d'absorption et de diffusion du grain, et πa^2 sa section efficace géométrique. Pour un grain sphérique de rayon a et dans la limite de Rayleigh, la théorie de Mie nous apprend que $Q_{abs} \propto a/\lambda$ et $Q_{diff} \propto (a/\lambda)^4$. Cela implique que l'absorption domine quand $a \ll \lambda$ et la diffusion quand $\lambda \sim 2\pi a$. On appelle *albédo* le rapport entre les efficacités de diffusion et d'extinction :

$$\mathcal{A} = \frac{Q_{diff}}{Q_{ext}} \quad (2.9)$$

où $Q_{ext} = Q_{diff} + Q_{abs}$. Par définition, l'albédo est donc compris entre 0 et 1.

♣ Extinction Galactique

A l'aide de toutes les grandeurs que nous venons de définir, il est maintenant possible de comprendre la loi d'extinction mesurée dans le milieu diffus Galactique. Elle est représentée sur la Fig. 2.2 (Savage et Mathis 1979; Draine 2003). Dans le milieu diffus, quelle que soit la ligne de visée, la loi d'extinction est relativement uniforme dans les domaines visible et IR. On peut la caractériser par $R_V \sim 3.1$ (Finkbeiner 2003). En revanche, d'une source à l'autre, la forme de $Ext(\lambda)$ varie dans tous les domaines de longueurs d'onde. Ces variations spatiales sont dues à des variations de la distribution de tailles des grains. Par exemple, une réduction de l'extinction dans le domaine UV suggère que les plus petites particules ont disparu dans le nuage observé. Le paramètre R_V a des valeurs allant de ~ 2.1 pour les nuages à haute latitude Galactique à ~ 5 pour les nuages moléculaires. Par ailleurs, on peut remarquer la présence d'une bande large à 2175 \AA usuellement appelée *bump*. Sa position ne varie quasiment pas d'une région à l'autre, seules sa largeur et son intensité changent. L'albédo est voisin de 0.6 dans le visible et l'UV sauf autour du *bump* où il

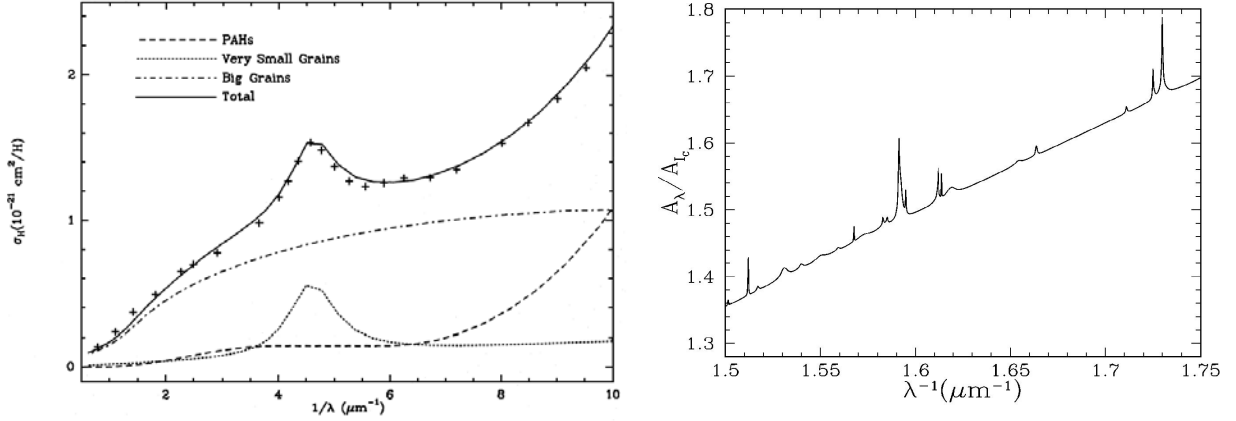


Figure 2.2 - *A gauche* : courbe d'extinction du milieu diffus dans le visible et l'UV (Désert *et al.* 1990). Les croix représentent la courbe d'extinction moyenne mesurée par Savage et Mathis (1979) normalisée avec $R_V = 3.1$ et $N_H/E(B - V) = 5.8 \times 10^{21} \text{ H/cm}^2$. D'après Désert *et al.* (1990). *A droite* : bandes interstellaires diffuses (DIBs) dans la région 1.5 à $1.75 \mu\text{m}^{-1}$ (Draine 2003).

diminue fortement. L'absorption doit donc dominer l'extinction. Cela suggère que cette bande est créée par des particules très petites devant la longueur d'onde ($a < 100 \text{ \AA}$). On constate sur la Fig. 2.2 que de l'IR au *bump* l'extinction augmente continûment : la lumière stellaire est rougie. Au-delà du *bump* à 2175 \AA , l'extinction diminue un peu et la lumière stellaire est bleuie ; puis, dans l'UV lointain, la courbe croît à nouveau ($\lambda^{-1} > 6 \mu\text{m}^{-1}$). Avec une meilleure résolution spectrale (cadran droit de la Fig. 2.2), on peut constater la présence des *Bandes Interstellaires Diffuses* (DIBs pour *Diffuse Interstellar Bands*). Elles sont quelques centaines entre $0.4 \leq \lambda \leq 0.9 \mu\text{m}$ avec des intensités, des largeurs et des formes différentes. Découvertes il y a environ 80 ans, leurs porteurs n'ont toujours pas été identifiés avec précision. Ayant des largeurs supérieures à 1 \AA , elles sont trop larges pour être dues à des molécules avec moins de 5 atomes. Les DIBs ne sont pas polarisées : les espèces qui produisent ces bandes ne sont donc pas alignés avec le champ magnétique Galactique. Les candidats les plus sérieux à l'origine des DIBs sont de grosses molécules/très petits grains carbonés, parmi lesquels les PAH (Draine 2003, voir §2.4).

2.3 Distribution de tailles

La loi d'extinction représentée sur la Fig. 2.2 s'étend sur une large gamme de longueurs d'onde. Cela signifie que des particules de tailles variées doivent exister dans le milieu interstellaire pour la produire. On a besoin de gros grains pour faire la partie IR, de grains de tailles intermédiaires pour la partie visible et de petits grains pour la partie UV, UV lointain et le *bump* à 2175 \AA . En effet, on s'attend à ce qu'à la longueur d'onde λ le grain, pertinent pour expliquer l'extinction, ait un rayon a tel que $2\pi a/\lambda \sim 1$. Dans la suite, on définit la distribution de tailles des grains de la façon suivante :

$$n(a)da = \text{nombre de grains par atome d'hydrogène avec } a \in [a, a + da] \quad (2.10)$$

Mathis *et al.* (1977) montrent que la meilleure façon de reproduire la courbe d'extinction est d'adopter une forme en loi de puissance : $n(a) \propto a^{-\alpha}$ avec $\alpha \sim 3.5$. Cette distribution est connue

sous le nom de distribution MRN pour Mathis, Rumpl et Nordsieck. Ces derniers considèrent deux types de grains : des grains carbonés nécessaires pour rendre compte du *bump* à 2175 Å et de la remontée UV, et des grains silicatés responsables de deux bandes larges à 9.7 et 18 µm (vibration d'élongation de Si-O et de flexion de O-Si-O respectivement). Pour fixer la distribution de tailles, la taille minimale a_- et la taille maximale a_+ doivent également être spécifiées, Mathis *et al.* (1977) trouvent : $a_- \sim 10 \text{ Å}$ et $a_+ \sim 0.3 \text{ µm}$. Cependant, la loi d'extinction n'est pas très sensible à ces limites, en particulier pour les petits grains qui sont dans la limite de Rayleigh. Les limites sur la gamme de tailles seront donc plus facilement déduites du spectre d'émission des grains que de leur extinction (voir §2.4). Pour la distribution MRN, avec $\alpha = 3.5$, le volume ou la masse sont dominés par les gros grains alors que la surface géométrique est dominée par les plus petits. Si $\alpha > 4$, alors les plus petits grains contiennent la majorité de la masse (ou du volume).

2.4 Emission des grains interstellaires

Si les poussières créent des trous dans la distribution d'étoiles quand on les observe dans le visible, elles peuvent en revanche être très brillantes dans l'IR. Nous allons donc maintenant nous intéresser au spectre d'émission des poussières. Quand on observe le milieu interstellaire de l'IR proche à l'IR lointain, on constate la présence de bandes d'émission de 3 à 20 µm, d'un corps gris entre 20 et 100 µm et d'une émission de corps noir modifié dans l'IR lointain (Fig. 2.3). Pour rendre compte de l'extinction et de l'émission interstellaire, Désert *et al.* (1990) ont proposé une séparation en trois populations de grains de tailles croissantes, donnant lieu à une émission IR de longueur d'onde croissante. L'objet de ce paragraphe est de décrire ces trois populations : les PAH dans un premier temps, les gros grains ensuite et enfin les très petits grains.

♣ **Molécules polycycliques aromatiques hydrogénées** (PAH pour *Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*)

En chimie, un PAH est une molécule composée de cycles aromatiques (C_6) accolés les uns aux autres. Des atomes d'hydrogène peuvent être attachés sur les bords de la molécule, le fait que la couverture soit complète ou non n'affectant pas son caractère aromatique. Il est également possible de trouver d'autres espèces à la place de l'hydrogène, comme OH ou des radicaux plus complexes. La présence de PAH est attestée sans ambiguïté dans le milieu interstellaire. Ils permettent en effet de rendre compte des bandes d'émission IR de 3 à 20 µm qui correspondent à des fréquences caractéristiques de vibration, d'élongation et de flexion de liaisons C-H et C-C sur des cycles aromatiques (voir le chapitre 3 pour une description complète de ces bandes) et la remontée de l'extinction dans le domaine UV (Léger et Puget 1984; Léger *et al.* 1989; Allamandola *et al.* 1985). Cependant, aucun PAH tels qu'on les connaît sur Terre n'a pu être formellement identifié jusqu'à aujourd'hui. Nous utiliserons donc le terme de "PAH interstellaire" pour désigner les molécules de type aromatique présentes dans le milieu interstellaire.

Pour reproduire l'émission IR et l'extinction interstellaires, il faut faire appel à un mélange de PAH neutres et ionisés (Flagey *et al.* 2006), avec des tailles allant de ~ 4 à 13 Å (ou $N_C \sim 18 - 216$ en nombre d'atomes de carbone). On estime qu'environ 20 % du carbone interstellaire est piégé dans les PAH (Joblin *et al.* 1992). Les bandes aromatiques émettent une fraction importante du rayonnement de la matière interstellaire. On les trouve partout où le rayonnement UV/ visible des

⁴L'instrument AROME est un photomètre dans l'IR proche embarqué sur un ballon ; il a survolé l'Australie le 29 octobre 1988.

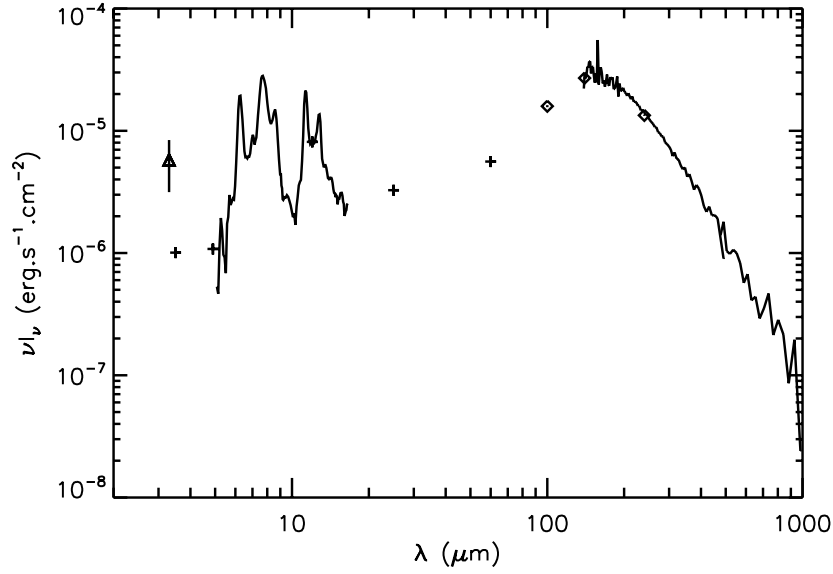


Figure 2.3 - Spectre d'émission des grains interstellaires des nuages atomiques diffus à haute latitude Galactique, normalisé à $N_H = 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Le triangle représente les données AROME⁴ (Giard *et al.* 1994b) ; les croix et les losanges les données COBE/ DIRBE (Dwek *et al.* 1997; Arendt *et al.* 1998) ; le spectre IR moyen est un spectre ISOCAM-CVF (Boulanger 2000) ; le spectre dans l'IR lointain est un spectre COBE/FIRAS (Boulanger *et al.* 1996a).

étoiles peut les exciter, peu importe les conditions physiques. Le spectre IR des PAH est observé partout où il y a des photons UV pour les exciter : on retrouve les à peu près les mêmes bandes dans des nuages interstellaires ayant des conditions très différentes (Boulanger *et al.* 1998). Les variations observées, largeur, position et rapport entre les bandes, semblent devoir être expliquées par des variations d'abondance et par des modifications de la distribution de tailles (Lequeux 2002). Par exemple, la disparition de la bande à $3.3 \mu\text{m}$ indique la disparition des plus petits PAH (Verstraete *et al.* 2001) : soit par photo-destruction dans les régions où le champ de rayonnement est très dur et intense, soit par coagulation dans les milieux denses. La modification des rapports de bandes peut quant à elle s'expliquer soit par une modification du rapport PAH neutres/PAH ionisés (Rapa-cioli *et al.* 2005; Joblin *et al.* 1994), soit par une augmentation ou une diminution de la couverture en hydrogène des molécules (Le Page *et al.* 2003).

L'observation des bandes aromatiques de l'IR proche à moyen indique que les PAH doivent être chauffés à plusieurs centaines de degrés Kelvin avant de se refroidir par émission de photons vibrationnels dans l'IR. On dit que ces molécules sont chauffées stochastiquement dans le MIS. Leur capacité calorifique est en effet suffisamment faible pour que l'absorption d'un seul photon UV/visible permette de les exciter jusqu'aux températures requises. Le taux d'absorption dans le milieu diffus est de l'ordre de $7.8 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$, soit un photon tous les 5 mois environ (Verstraete *et al.* 2001). En revanche, le gros du refroidissement prend de l'ordre de quelques secondes. Les PAH ne sont donc pas en équilibre thermique avec le champ de rayonnement incident et émettent au cours de fluctuations de température (Fig. 2.5).

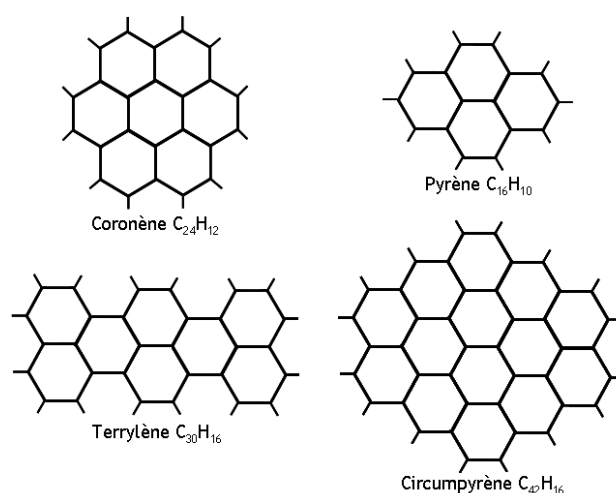


Figure 2.4 - Quatre molécules polycycliques aromatiques hydrogénées (PAH) : le pyrène, le coronène, le terrylène et le circumpyrène.

♣ Gros grains (BG pour *Big Grains*)

Les poussières que l'on appelle gros grains sont celles requises pour rendre compte de l'extinction dans le visible et l'IR et de l'émission de corps noir modifié aux longueurs d'onde supérieures à $60\ \mu\text{m}$ (Fig. 2.2 et 2.3). Les BG dominent l'émission de $100\ \mu\text{m}$ à $1\ \text{mm}$. Ces grains sont suffisamment gros pour être en équilibre thermique avec le champ de rayonnement. Ils ont des tailles supérieures à $15\ \text{nm}$ avec une taille maximale au moins supérieure à une centaine de nanomètres pour rendre compte de l'extinction (Désert *et al.* 1990). On estime par ailleurs leur température dans le voisinage solaire à environ $17.5\ \text{K}$ avec un maximum d'émission dans l'IR lointain autour de $140\ \mu\text{m}$ (Boulanger *et al.* 1996b; Lagache *et al.* 1998). Cette température varie significativement d'une région à l'autre suivant l'intensité du champ de rayonnement ($10 \leq T_{BG} \leq 100\ \text{K}$). On utilise les propriétés optiques d'un mélange de graphite et de silicates pour reproduire l'émission IR et l'extinction des gros grains, avec une distribution de tailles de type MRN. Les deux bandes à 9.6 et $18\ \mu\text{m}$ sur la courbe d'extinction indiquent la présence de silicates amorphes. Les observations d'ISO (pour *Infrared Space Observatory*) montrent que la bande à $9.6\ \mu\text{m}$ n'est observée en émission que dans le voisinage immédiat d'étoiles très lumineuses comme dans le Trapèze d'Orion par exemple (Krügel 2003). Là, la température des gros grains est suffisamment élevée pour qu'ils puissent émettre dans l'IR moyen (Cesarsky *et al.* 2000). Cette bande est alors attribuée aux gros grains. Ceci indique que les silicates interstellaires seraient essentiellement sous forme de gros grains.

Comme pour les PAH, on constate une évolution des propriétés des BG suivant l'environnement dans lequel ils se trouvent. Ainsi, l'évolution des propriétés observationnelles des BG quand on passe du milieu diffus au milieu dense est très intéressante et sera observée au cours de mission Planck/Herschel. Cette évolution se traduit essentiellement par la variation de leur indice spectral β en fonction de la température et de la longueur d'onde (voir §2.4.1 et §2.6.2). Elle semble indiquer une grande variation de leurs propriétés physiques et chimiques. Ces variations sont détaillées dans le §2.6.2.

♣ Très petits grains (VSG pour *Very Small Grains*)

Pour rendre compte du *bump* à $2175\ \text{\AA}$ et de l'émission de corps gris entre 20 et $100\ \mu\text{m}$, on fait appel à une population de petits grains carbonés avec des tailles de l'ordre de 12 à $150\ \text{\AA}$ (Désert

et al. 1990). Ces particules sont encore assez petites pour subir des fluctuations de température lors de l'absorption de photons UV (Fig. 2.5). Elles sont cependant suffisamment grosses pour qu'il y ait des coïncidences temporelles dans ces absorptions. Comme leur chauffage n'est pas le fait d'un unique photon, la distribution spectrale de leur émission IR dépend de l'intensité du champ de rayonnement, contrairement aux PAH. Leurs bandes d'émission sont différentes de celles des PAH et le contraste avec le continuum beaucoup plus faible (Rapacioli *et al.* 2005). Papoular *et al.* (1996) ont par ailleurs souligné la ressemblance des bandes des VSG dans les milieux soumis à un champ de rayonnement intense avec celles de certains charbons. Cela suggère que les VSG sont des particules carbonées, peut-être des agrégats de PAH. La nature des VSG est cependant mal contrainte en raison du manque d'observations spectroscopiques entre 20 et 80 μm .

Dans la suite, les différents mécanismes d'émission des grains sont décrits succinctement : dans un premier temps, l'émission IR pour les grains à l'équilibre thermique (BG) et pour les grains hors d'équilibre (PAH et VSG), dans un second temps l'Emission Rouge Etendue (ERE) et dans un dernier temps l'émission dite "anormale".

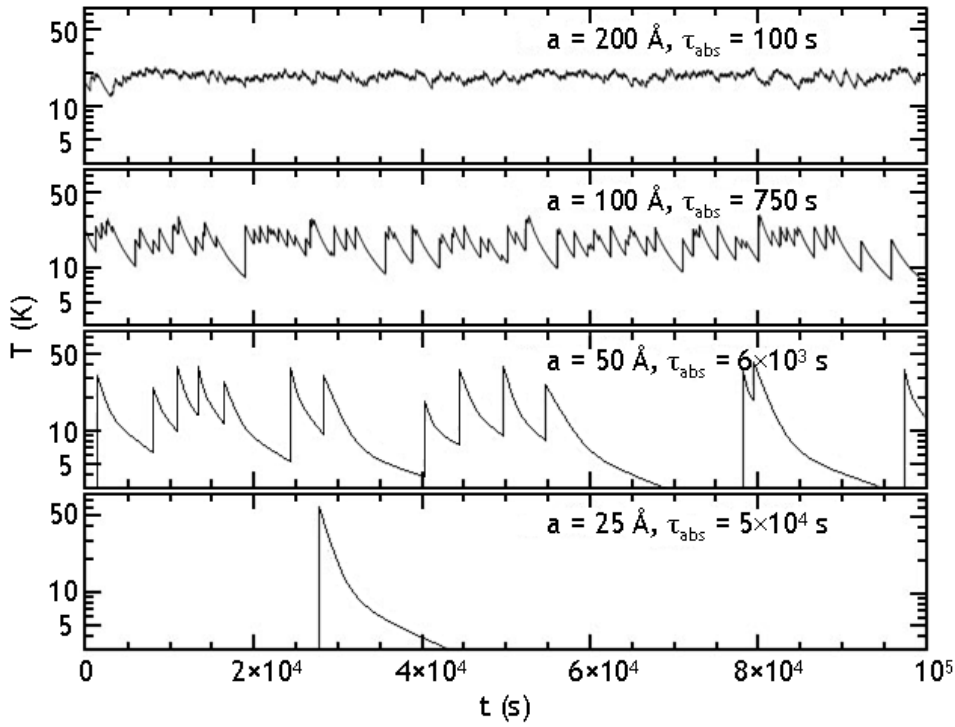


Figure 2.5 - Variations de la température de quatre tailles de grains carbonés illuminés par l'ISRF. Les propriétés optiques de ces grains sont intermédiaires entre celles des PAH et celles du graphite. τ_{abs} est le temps moyen entre deux absorptions de photons. D'après Draine et Li (2001).

2.4.1 Emission IR : grains à l'équilibre thermique avec le rayonnement

Un grain baignant dans un champ de rayonnement, l'ISRF par exemple, acquiert une température d'équilibre T_{eq} si le temps de refroidissement est supérieur au temps entre deux absorptions de photons stellaires ($\tau_{cool} > \tau_{abs}$). Elle est déterminée par la condition suivante : le grain absorbe autant

d'énergie par unité de temps, E_{abs} , que ce qu'il émet, $E_{ém}$. Si on appelle u_ν la densité de rayonnement à laquelle est soumis le grain, alors avec σ_{abs} la section efficace du grain, Q_a l'efficacité d'absorption et B_ν la fonction de Planck :

$$E_{abs} = \int_0^\infty 4\pi a^2 Q_a(\nu) \pi \frac{cu_\nu}{4\pi} d\nu \quad \text{où } \sigma_{abs} = \pi a^2 Q_a \quad (2.11)$$

$$E_{ém} = \int_0^\infty 4\pi a^2 Q_a(\nu) \pi B_\nu(T) d\nu \quad \text{où } T \text{ est la température du grain} \quad (2.12)$$

$$E_{abs} = E_{ém} \quad \text{à l'équilibre thermique} \quad (2.13)$$

On peut alors déduire la température d'équilibre du grain, T_{eq} , à partir de l'Eq. 2.13. Cela nécessite une estimation de l'efficacité d'absorption. On peut l'obtenir en tenant compte du fait que les grains à l'équilibre thermique émettent la majeure partie de leur énergie dans l'IR lointain où la limite de Rayleigh est valide ⁵. D'après Draine et Lee (1984) on peut exprimer l'efficacité d'absorption du graphite de la façon suivante :

$$Q_a(\nu) = Q_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta \frac{a}{a_0} \quad \text{avec } \beta \sim 2 \text{ et } \frac{\lambda Q_a}{a} \sim 1 \text{ pour } \lambda = 100 \mu\text{m} \quad (2.14)$$

En pratique, des valeurs de β comprises entre 1 et 2 ont été mesurées⁶ (Ristorcelli *et al.* 1999). La valeur de l'indice spectral β est en effet très dépendante de la nature du matériau considéré. En combinant les Eq. 2.13 et 2.14, on peut montrer que la température des grains varie comme $a^{-1/6}$: les grains les plus gros seront donc les plus froids. Par ailleurs, pour obtenir le spectre d'émission des BG, il faut intégrer sur une distribution de tailles. Le maximum du spectre se déplacera en fonction de l'intensité et de la dureté du champ de rayonnement incident. Quand G_0 augmente, le spectre se déplace vers les plus courtes longueurs d'onde, en accord avec la loi de Wien (généralisée à des corps noirs avec une émissivité en $\nu^{-\beta}$).

2.4.2 Emission IR : grains chauffés stochastiquement

Pour les grains plus petits, dont la capacité calorifique est faible, l'absorption d'un seul photon UV-visible conduit à une élévation importante et immédiate de la température. Elle est suivie d'un refroidissement rapide jusqu'à l'arrivée d'un nouveau photon. Ce chauffage stochastique des grains concerne les PAH et les VSG qui émettent hors équilibre thermique. La condition pour que les fluctuations de température soient importantes est :

$$h\nu_{abs} \geq \int_0^{T_{eq}} C(T) dT \quad \text{où } C(T) \text{ est la capacité calorifique du grain à la température } T \quad (2.15)$$

avec T_{eq} la température qu'aurait le grain si on le considérait à l'équilibre thermique (Eq. 2.13) et $h\nu_{abs}$ l'énergie moyenne des photons absorbés. Cette condition peut également être représentée en terme de temps : on considère qu'une fluctuation est importante si le temps de refroidissement est beaucoup plus court que le temps entre deux absorptions consécutives de photons énergétiques.

⁵La théorie de Mie, dans le cas de grains sphériques de rayon a , nous dit que si les particules sont très petites devant la longueur d'onde, alors l'efficacité d'absorption est proportionnelle au facteur $2\pi a/\lambda$ multiplié par une fonction qui ne dépend que de la fréquence.

⁶ β ne peut pas être inférieur à 1 car sinon les relations de Kramers-Kronig ne sont pas respectées (Krügel 2003).

Pour les PAH, l'absorption d'un photon UV est un événement beaucoup plus rare que pour les gros grains. L'absorption d'un photon d'énergie $h\nu$ chauffe le grain à la température T telle que :

$$h\nu = \int_{T_0}^T C(T)dT \quad \text{où } T_0 \text{ est la température initiale du grain} \quad (2.16)$$

La connaissance de la capacité calorifique des grains est donc essentielle pour pouvoir déterminer leur température. En première approximation, on peut considérer que $C_{max} = (3N_{at} - 6)k_B$ où N_{at} est le nombre d'atomes dans le grain (Léger *et al.* 1989). En négligeant l'énergie initiale du grain, on obtient donc $T \sim h\nu / (3N_{at} - 6)k_B$. Ainsi un grain formé de 36 atomes comme le coronène, absorbant un photon de 1000 \AA (12.4 eV), est chauffé à 1300 K⁷. Il se refroidit ensuite en émettant des photons IR de longueurs d'onde de plus en plus grande pendant le refroidissement (de l'IR proche à moyen). Si on appelle $P(a, T)$ la probabilité qu'un grain de rayon a ait une température comprise entre T et $T + dT$, avec $\int P(a, T)dT = 1$, on peut exprimer son émissivité comme :

$$\epsilon_\nu = \int_0^\infty \sigma_{abs} P(a, T) B_\nu(T) dT \quad (2.17)$$

La puissance émise par un corps noir étant proportionnelle à T^4 , on remarque que l'essentiel de l'énergie absorbée par un grain est dissipée à courte longueur d'onde. Par ailleurs, plus un grain est gros, plus il se rapproche de l'équilibre thermique. En réalité, même les gros grains dont nous avons succinctement décrit l'émission au paragraphe précédent subissent de petites fluctuations de température (Fig. 2.5).

2.4.3 Emission rouge étendue (ERE)

L'émission rouge étendue (ERE, pour *Extended Red Emission*) a été détectée pour la première fois dans la nébuleuse du Rectangle Rouge (Schmidt *et al.* 1980). Cette émission a ensuite été observée dans de nombreux environnements différents : des nébuleuses par réflexion, des nébuleuses planétaires, des régions HII, le milieu interstellaire diffus, et également dans d'autres galaxies. L'ERE est caractérisée par une bande large, non structurée, entre 540 et 950 nm avec un maximum d'émission situé entre 610 et 820 nm en fonction des conditions physiques de l'environnement où elle est produite. Cette émission est attribuée à la photoluminescence de grains interstellaires soumis à un flux de photons UV et visibles. Les observations apportent un certain nombre d'informations sur l'ERE :

- l'intensité de la bande implique que l'émetteur ait un rendement élevé, Gordon *et al.* (1998) ont montré que l'efficacité de conversion des photons doit être de l'ordre de 10% dans le milieu diffus
- l'énergie des photons nécessaires pour initier l'ERE doit être de l'ordre de 10 eV (Witt *et al.* 2006)
- les porteurs doivent être facilement modifiés ou détruits par un champ UV intense (Witt 2000) : en effet, on a pu constater que le maximum d'émission se déplace vers les grandes longueurs d'onde quand l'intensité du flux UV augmente. Il se déplace également quand on s'éloigne de l'étoile produisant ces photons. Cela suggère que les porteurs de l'ERE sont de très petites particules (nanométriques) car ces dernières luminescent efficacement et sont

⁷Si on réalise ce calcul avec une description microcanonique, on trouve une température de l'ordre de 2100 K (voir chapitre 3).

facilement détruites ou ionisées par des photons UV. La disparition des plus petits grains diminue l'efficacité d'émission.

Les porteurs de l'ERE n'ont toujours pas été formellement identifiés mais plusieurs candidats ont été proposés : les nanoparticules de silicium cristallin, isolées ou incluses dans une matrice (Witt *et al.* 1998) ; les nanoparticules de carbone (Seahra et Duley 1999) ; les dimères de PAH⁸ ionisés une fois $[\text{PAH}]_2^+$ (Berné *et al.* 2008).

2.4.4 Emission “anormale”

L'émission dite “anormale” a été observée pour la première fois par Kogut *et al.* (1996). Il s'agit d'une émission inattendue sur la gamme de fréquences allant de 10 à 90 GHz. Cette émission est par ailleurs bien corrélée avec l'émission des poussières interstellaires (Leitch *et al.* 1997; de Oliveira-Costa *et al.* 1997; Casassus *et al.* 2006a). Draine et Lazarian (1998b) ont suggéré qu'elle pourrait être due à l'émission dipolaire électrique des PAH ou à l'émission dipolaire magnétique des BG. Une étude détaillée de l'émission anormale/rotationnelle a été menée au cours de cette thèse : les chapitres 4, 5, 6 et 7 détaillent les résultats obtenus. Nous ne détaillerons donc pas plus ce mécanisme d'émission ici.

2.5 Polarisation

Un autre moyen de contraindre la nature de la poussière interstellaire est d'étudier l'émission polarisée de la Galaxie. Les informations que ce type d'observations peut apporter concernent la forme des grains (sphériques, allongés ou plans ?) et leur propriétés magnétiques (qui favorisent ou non l'alignement sur le champ magnétique). Les trois mécanismes permettant de produire de la polarisation sont : l'absorption de lumière par des grains alignés sur le champ magnétique Galactique (de l'UV à l'IR proche), l'émission par des grains alignés (de l'IR lointain au millimétrique) et la diffusion de lumière stellaire par les grains présents dans les enveloppes circumstellaires ou dans les nébuleuses par réflexion ($\lambda \sim a$). Les bases de la polarimétrie sont présentées dans l'annexe 7.5.

La polarisation trouve son origine dans l'interaction de la lumière stellaire avec les grains de poussière interstellaires. Cela est attesté par la corrélation entre le taux de polarisation et l'extinction (Serkowski *et al.* 1975; Poidevin et Bastien 2006). Ce résultat est illustré par la Fig. 2.6 où l'on constate que malgré une corrélation nettement visible, la dispersion des points de mesure est importante. Ces derniers obéissent tous à la relation $P_V \leq 9 \text{ \% mag}^{-1}$ représentant l'alignement optimal des grains. Le fait que le taux de polarisation soit inférieur à cette limite s'explique de plusieurs façons : l'alignement des grains n'est pas parfait, le champ magnétique n'est pas perpendiculaire à la ligne de visée ou encore il change de direction sur la ligne de visée. On peut par ailleurs noter que le taux de polarisation linéaire varie avec la longueur d'onde suivant la “loi de Serkowski” (Serkowski *et al.* 1975) :

$$P(\lambda) = P_{\max} \exp \left[-K \ln^2 \left(\frac{\lambda_{\max}}{\lambda} \right) \right] \quad (2.18)$$

⁸Ces dimères seraient la dernière étape de la photo-dissociation des VSGs dans les régions soumises à un champ de rayonnement UV intense.

où P_{max} est le maximum de polarisation, λ_{max} est la longueur d'onde au maximum de polarisation et K est une constante qui détermine la largeur du pic de la courbe. Cette dépendance avec la longueur d'onde est illustrée sur la Fig. 2.6. On mesure $0.3 \leq \lambda_{max} \leq 0.8 \mu\text{m}$ suivant les lignes de visée, avec une valeur moyenne à $0.55 \mu\text{m}$. Cette longueur d'onde dépend de la taille moyenne des grains dans l'objet observé : on peut montrer que λ_{max} augmente avec la taille des grains (Bastien 2007). Par ailleurs, des observations dans l'UV ont permis de mettre en évidence que, comme le prédisait la loi de Serkowski, la courbe décroît à ces longueurs d'onde (Bastien 2007). Cela implique donc que les petites particules, responsables de l'extinction dans ce domaine de fréquences, sont quasi-sphériques et/ou peu alignées avec le champ magnétique Galactique. Enfin, l'émission des gros grains dans l'IR lointain et le domaine submillimétrique est polarisée : le taux de polarisation est de l'ordre de 10 %. On peut par ailleurs noter que l'émission des silicates à $9.7 \mu\text{m}$ est polarisée.

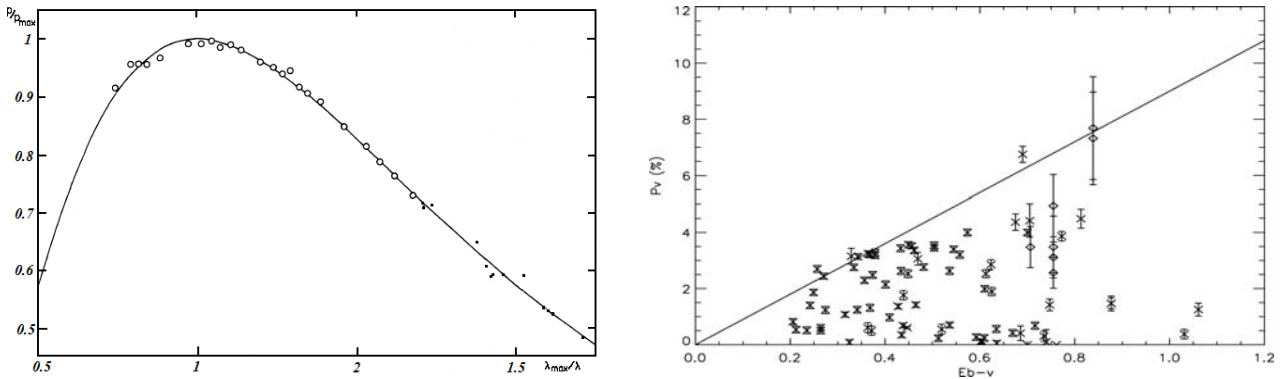


Figure 2.6 - A gauche : loi de Serkowski normalisée en fonction de la longueur d'onde normalisée à la longueur d'onde du maximum de polarisation λ_{max} . Les cercles ouverts comprennent 20 mesures et les cercles pleins seulement une. D'après Serkowski *et al.* (1975). A droite : taux de polarisation en fonction de l'extinction. La droite représente la relation $P_V = 9E_{B-V}$. D'après Poidevin et Bastien (2006).

2.6 Evolution de la poussière

La formation, l'évolution et la destruction des grains interstellaires sont étroitement liées à l'évolution des étoiles. En effet, ces dernières se forment au sein de nuages interstellaires denses en incorporant une partie des grains présents. Leur flux UV et leur vent stellaire influent sur la dynamique, la chimie, l'état physique et la distribution de tailles des grains. Enfin, à la fin de leur vie, elles éjectent une partie de leur matière dans le milieu interstellaire, l'enrichissant ainsi en éléments lourds, composants majoritaires des grains. Le but de ce paragraphe n'étant pas de faire une revue détaillée de l'évolution stellaire, le cycle d'évolution de la poussière ne sera décrit que brièvement. La Fig. 2.8 représente schématiquement ce cycle (Jones 2004).

2.6.1 Formation des poussières

Il est aujourd'hui largement admis que les poussières sont en grande partie formées dans les enveloppes d'étoiles évoluées (Lequeux 2002). Le spectre des enveloppes des étoiles de masse moyenne en fin de vie, qui se trouvent sur la branche asymptotique des géantes dans le diagramme

de Hertzsprung-Russell (branche AGB), montre qu'elles sont riches en silicium, en carbone ou en oxygène. Les étoiles riches en oxygène vont former préférentiellement des silicates amorphes et cristallins alors que les étoiles riches en carbone formeront des grains carbonés⁹ (hydrocarbures aliphatiques et/ou aromatiques, graphite, nanodiamants, SiC, TiC). Au cours de son évolution, la pression de radiation de l'étoile va finir par éjecter l'enveloppe circumstellaire et enrichir le milieu interstellaire avec les grains qu'elle contient (Whittet 1992).

2.6.2 Evolution des poussières dans le milieu interstellaire

Une fois éjectés dans le milieu interstellaire, les grains vont évoluer au gré des conditions physiques auxquelles ils seront soumis. Par exemple, les silicates cristallins que l'on peut observer dans les spectres d'étoiles AGB ne sont pas présents dans le milieu interstellaire. Ils doivent donc être rendus amorphes sous l'action d'ondes de choc ou de rayons cosmiques (Lequeux 2002). On estime qu'en moyenne un grain passe autant de temps dans le milieu diffus que dans le milieu dense (McKee 1989). On a vu dans le paragraphe 2.1 que dans le premier les processus destructifs dominant alors que dans le second toutes les conditions sont réunies pour permettre la croissance des grains. Par ailleurs, les interactions des grains avec les photons UV/visibles des étoiles jeunes vont influencer l'état chimique et physique des grains, pendant que les ondes de choc générées par les explosions de supernovae modifieront leur distribution de tailles (destruction/érosion). Cette distribution de tailles est également modifiée quand on passe du milieu dense au milieu diffus avec la coagulation des petits grains sur des grains plus gros. Finalement, l'effondrement des nuages denses incorporera les grains, au moins partiellement, dans une nouvelle génération d'étoiles. Et le cycle pourra recommencer.

La suite de ce paragraphe a pour objet de détailler les preuves observationnelles de la croissance et de la destruction des grains dans le milieu interstellaire. Les différentes explications proposées pour rendre compte de ces processus sont également exposées.

♣ Croissance des grains

L'émissivité des gros grains à l'équilibre thermique présente des variations importantes quand on observe le milieu diffus ou les régions denses. Ces variations sont les suivantes :

- Le rapport de bandes IRAS I_{60}/I_{100} est plus faible dans les régions denses que dans le milieu diffus. Cette diminution est d'autant plus importante que l'on se rapproche des zones les plus denses du nuage (Laureijs *et al.* 1991; Stepnik *et al.* 2003). Cela suggère une diminution de l'abondance des VSG par rapport aux BG quand la densité augmente.
- De même, la température d'équilibre des gros grains est plus faible au cœur des nuages denses que dans les régions plus diffuses. Cependant, cette diminution est trop importante pour être expliquée par la seule extinction du rayonnement. Il semble que les gros grains soient plus gros dans ces régions froides et denses où les plus plus grains s'agrègent sur les plus gros (Bernard *et al.* 1999).
- L'émissivité submillimétrique des gros grains est multipliée d'un facteur 3 à 4 au cœur des régions denses (Stepnik *et al.* 2003). Par conséquent, l'indice spectral β n'est pas constant avec la longueur d'onde.
- On peut constater l'apparition de bandes d'absorption dans l'IR, caractéristiques du mode

⁹Le carbone et l'oxygène réagissent préférentiellement pour former la molécule CO. Si $C/O < 1$ alors tout le carbone réagit avec l'oxygène. Dans le cas contraire, il reste du carbone en phase gazeuse, libre de former des grains carbonés.

d'élongation O-H de l'eau, quand la densité augmente. Cela suggère la formation de manteaux de glace à la surface des grains (Tielens et Allamandola 1987). On a également pu constater une déplétion de la molécule CO dans les nuages denses : le gaz pourrait être physisorbé sur les grains (Bacmann *et al.* 2002).

- Enfin, la longueur d'onde du maximum de polarisation, définie au §2.5 augmente, ainsi que l'albédo dans l'IR proche quand la densité augmente (Vrba *et al.* 1993).

Toutes ces observations montrent une grande variabilité de la distribution spectrale d'énergie des grains en fonction de la densité. La formation de manteaux de glace à la surface des gros grains n'est pas suffisante pour l'expliquer. Elle doit donc être due à un réel changement des propriétés physiques et chimiques des grains (Dupac *et al.* 2003; Stepnik *et al.* 2003).

Plusieurs instruments ont permis d'observer le milieu interstellaire dans le domaine submillimétrique. Ainsi, Dupac *et al.* (2003) ont mesuré l'indice spectral β et la température des gros grains dans plusieurs nuages interstellaires à l'aide du télescope PRONAOS¹⁰. La Fig. 2.7 illustre leurs résultats. Une anticorrélation entre l'indice spectral et la température des grains a pu être mise en évidence. Pour les régions froides ($T < 20$ K), β est compris entre 1.6 et 2.4 ; pour les régions plus chaudes, il varie de 0.8 à 1.6. Par ailleurs, l'instrument FIRAS, embarqué sur le satellite COBE, a observé un excès d'émission dans le submillimétrique (Finkbeiner *et al.* 1999). L'indice spectral dépend donc à la fois de la température des grains et de la longueur d'onde : $\beta = \beta(\lambda, T)$. Dupac *et al.* (2003) et Stepnik *et al.* (2003) ont montré que la coagulation de VSG à la surface des BG peut rendre compte des observations – le temps de coagulation est inférieur au temps de vie des nuages. Les agrégats poreux ainsi obtenus ont des émissivités supérieures aux BG du milieu diffus, leur température va donc diminuer. Par ailleurs, les VSG coagulés à la surface des BG se trouvent dans le thermostat formé par l'agrégat. Leur température arrête donc de fluctuer et leur émissivité dans l'IR moyen diminue : cela explique la diminution du rapport I_{60}/I_{100} dans les régions denses. Enfin, la capacité d'absorption n'est pas modifiée significativement dans l'UV, le visible et le proche IR pour un grain poreux, mais l'émissivité dans le submillimétrique augmente avec la porosité (Stepnik *et al.* 2003). Cela permet donc d'expliquer la baisse de température et l'excès d'émissivité.

Par ailleurs, Dupac *et al.* (2003) proposent une autre explication : une dépendance intrinsèque de l'émissivité des grains avec la température. L'anticorrélation $T - \beta$ a en effet déjà été observée en laboratoire (Mennella *et al.* 1998; Boudet *et al.* 2005). Meny *et al.* (2007) ont développé un modèle de grains amorphes, le modèle DCD/TLS pour *Disordered Charge Distribution* et *Two Level System*. Le modèle DCD décrit l'excitation de vibrations acoustiques dues à l'interaction entre le réseau désordonné de charges et une onde électromagnétique. Pour ce modèle, l'émission ne dépend pas de la température et il donne les grandes valeurs de β . Le modèle TLS est un modèle quantique. S'il y a des lacunes dans la distribution de charge, des ions peuvent y être piégés. Ils peuvent migrer de lacune en lacune par effet tunnel ou activation thermique. Ce modèle donne une émission fortement dépendante de la température. Les processus qu'il décrit pourraient être très importants dans le milieu interstellaire où l'on sait que les grains sont amorphes et pas cristallins. Paradis *et al.* (en préparation) ont montré que le modèle DCD/TLS permet de reproduire l'anticorrélation $\beta - T$ mesurée par Dupac *et al.* (2003).

¹⁰PRONAOS = PROgramme NATIONAL d'Astronomie Submillimétrique. Ce télescope, de type Cassegrain, équipé d'un miroir de 2 m, a été actif entre 1992 et 1996. Il couvrait le domaine spectral allant de 200 à 580 μm avec des résolutions angulaires de 2' à 3.5'.

♣ Destruction des grains

Plusieurs types d'interactions peuvent produire une fragmentation, une érosion ou une destruction des grains. Les collisions grain-grain, produites par les ondes de chocs de supernova, peuvent provoquer leur fragmentation si la vitesse est supérieure à 1 km.s^{-1} voire leur vaporisation si $v > 20 \text{ km.s}^{-1}$ (Jones 2004). Dans le second cas, les espèces contenues dans les grains vont alors enrichir la phase gazeuse en éléments lourds. D'après Jones (2004), la vaporisation ne représenterait pas plus d'1 % de la destruction des grains dans les ondes de choc de supernova. Les seuils de vitesse donnés ici sont plus bas si on a affaire à des agrégats faiblement liés plutôt qu'à des grains réfractaires. La fragmentation des grains conduit à une distribution de tailles en loi de puissance et à une redistribution de la masse totale en faveur des plus petits (Jones 2004; Guillet *et al.* 2007). La section efficace d'absorption et donc l'extinction dans l'UV/visible sont augmentées. Des collisions avec les espèces du gaz sont également possibles. Dans ce cas, les grains sont érodés, majoritairement par H et He (Dwek *et al.* 1996). La durée de vie des grains interstellaires est limitée par les ondes de choc de supernova : $t_{\text{vie}} \sim 5 \times 10^8$ ans d'après Jones (2004). Par ailleurs, la turbulence est une autre voie de fragmentation des grains en grains plus petits. Ainsi, Miville-Deschênes *et al.* (2000) ont montré dans Ursa Major que l'émission des PAH est fortement corrélée avec l'émission du HI à forte vorticité ($\sim 10 \text{ km.s}^{-1}$) mais pas au HI moins turbulent ( vaporation des VSG). Enfin, l'interaction avec un flux de photons UV peut causer l'évaporation des manteaux de glaces qui se forment au cœur des nuages denses sur les gros grains.

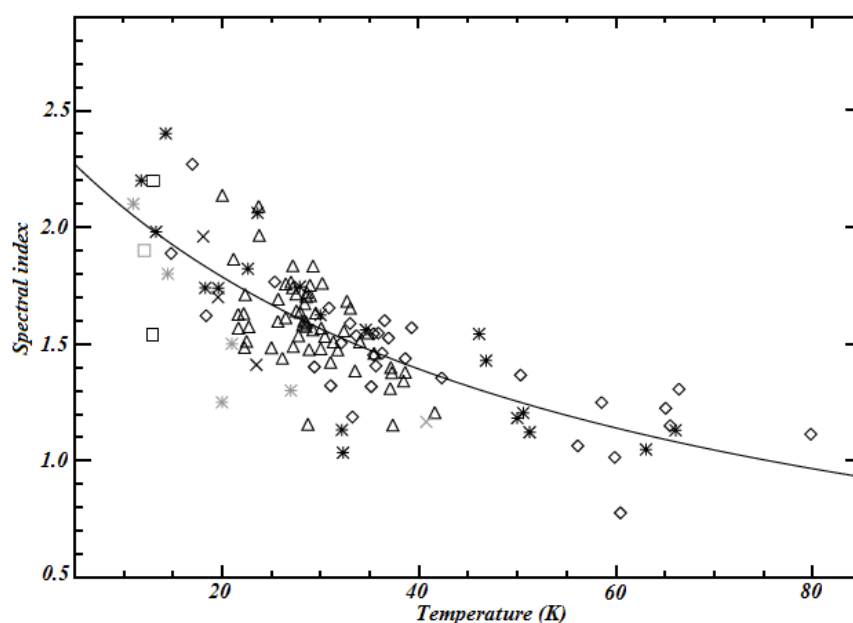


Figure 2.7 - Indice spectral des gros grains, β , en fonction de leur température pour Orion ( toiles noires), M17 (losanges), le Cygne (triangles), ρ -Ophiucus ( toiles grises), Polaris (carrés noirs), le Taureau (carrés gris), NCS (croix grises) et NGC 91 (croix noires). D'après Dupac *et al.* (2003), avec des données PRONAOS.

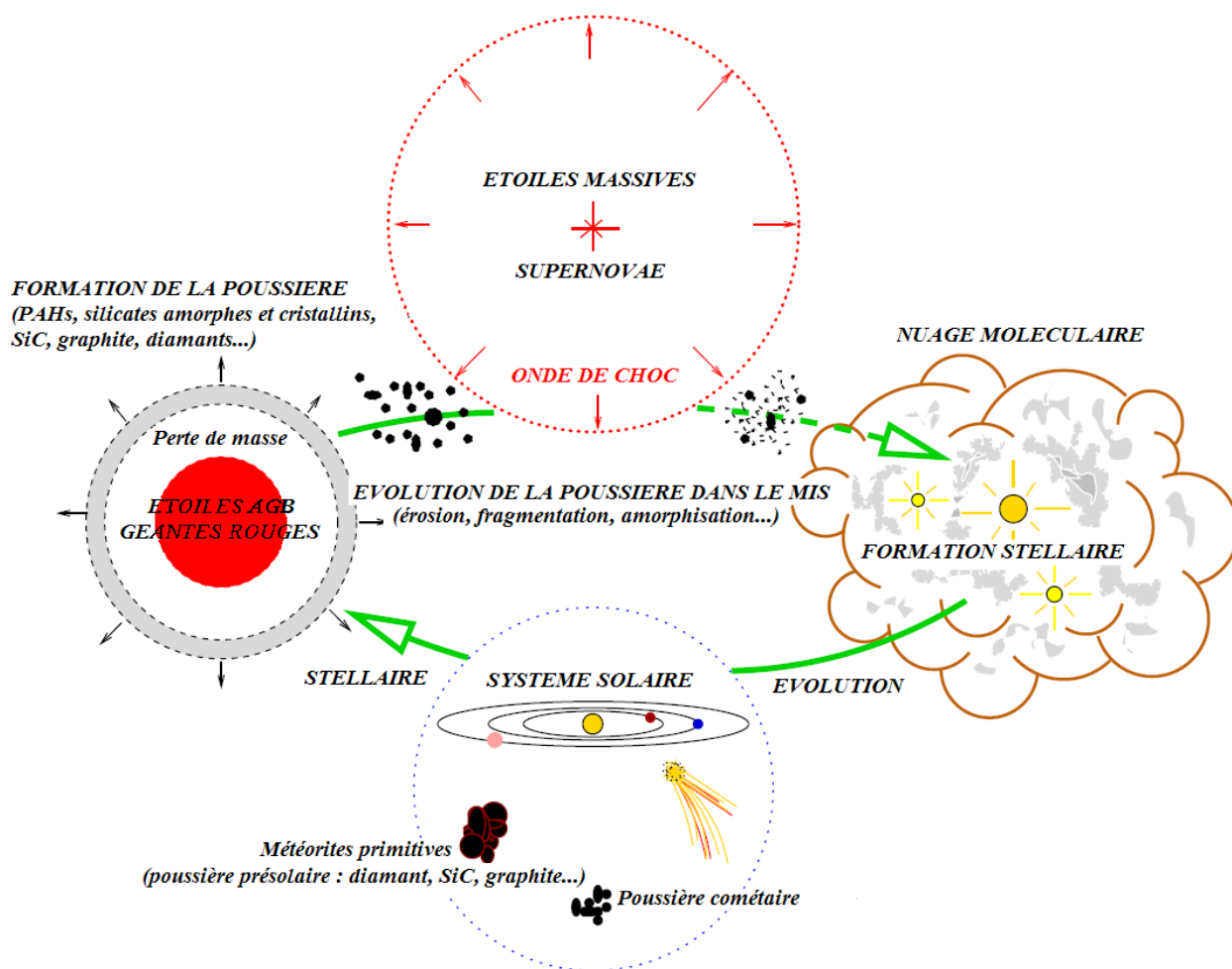


Figure 2.8 - Cycle d'évolution des poussières. D'après Jones (2004).

EMISSION ROVIBRATIONNELLE DES PAH INTERSTELLAIRES

Sommaire

3.1	Introduction	35
3.2	Propriétés des PAH interstellaires	37
3.2.1	Structure et couverture en hydrogène	37
3.2.2	Section efficace des PAH interstellaires	38
3.2.3	Spectre de modes vibrationnels	42
3.2.4	Densité d'états rovibrationnels	43
3.2.5	Capacité calorifique et limite de la notion de "température"	45
3.3	Distribution de l'énergie interne	47
3.3.1	Détermination de $P(E)$	47
3.3.2	Variations de $P(E)$	50
3.4	Emission IR rovibrationnelle résultante	53
3.4.1	Détermination de νF_ν	53
3.4.2	Comparaison avec un modèle moléculaire	54
3.4.3	Importance des photons émis à basse énergie	56
3.4.4	Emission rovibrationnelle dans le domaine micro-onde	57
3.5	Conclusions	60

3.1 Introduction

Les PAH interstellaires absorbent environ un tiers de l'énergie du champ de rayonnement UV/visible Galactique pour le réémettre à plus grande longueur d'onde (voir chapitre 2). Les missions spatiales ISO, Spitzer et maintenant AKARI ont observé leur émission dans le domaine IR. Les PAH présentent des bandes d'émission caractéristiques entre 3 et 20 μm qui dominent le refroidissement radiatif. Cette signature spectrale a longtemps été l'unique source d'information quant à leur nature mais les missions Planck et Herschel vont bientôt révéler l'émission micro-onde (submillimétrique et centimétrique) des grains interstellaires dont l'exploration a déjà commencé

avec les données du satellite WMAP. Ce chapitre présente les outils nécessaires à la description de l'émission rovibrationnelle des PAH, de l'IR jusqu'au domaine submillimétrique.

Dans le milieu interstellaire neutre, l'excitation des PAH est dominée par l'absorption de photons UV/visible d'origine stellaire¹ (Léger *et al.* 1989; Allamandola *et al.* 1989). En l'absence d'excitation radiative, la molécule est dans son état électronique fondamental : l'état singulet S_0 pour les neutres et l'état doublet D_0 pour les ions. L'absorption d'un photon stellaire apporte une énergie interne de plusieurs électron-volts à la molécule qui est alors portée dans un niveau électronique excité (S_n ou D_n avec $n > 0$). La désexcitation se déroule alors suivant 3 voies : par radiation (émission de photons fluorescents ou rovibrationnels), photoionisation ou photodissociation. Pour les énergies des photons stellaires absorbés et les tailles des PAH interstellaires, les deux dernières voies ont des taux 10 à 100 fois plus faibles que l'émission de photons (Le Page *et al.* 2003) : nous les négligerons dans la suite. Une fois que la molécule est excitée électroniquement, des transitions radiatives ou non peuvent se produire entre les niveaux vibrationnels et/ou électroniques (Fig. 3.1) :

- *conversion interne* : transition non radiative entre états électroniques de même multiplicité qui transfère l'énergie électronique d'un niveau excité à un niveau vibrationnel excité d'un niveau électronique moins excité ($\sim 10^{-12} - 10^{-8}$ s, $S_i \rightarrow S_j$ pour les neutres et $D_i \rightarrow D_j$ pour les ions avec $i > j$)
- *croisement inter-système* : transition non radiative entre états électroniques de multiplicités différentes ($S_i \rightarrow T_j$ pour les neutres et $D_i \rightarrow Q_j$ pour les ions avec $i > j$)
- *fluorescence* : processus radiatif entre états électroniques de même multiplicité ($\sim 10^{-7}$ s) qui produit un photon visible ($S_i \rightarrow S_j$ pour les neutres et $D_i \rightarrow D_j$ pour les ions avec $i > j$). Pour beaucoup de molécules, cette transition a principalement lieu entre S_1/D_1 et S_0/D_0 en conséquence de la conversion interne rapide ; la conversion de l'énergie d'excitation initiale en niveaux excités vibrationnellement dans le fondamental électronique est donc quasi-complète
- *phosphorescence* : transition très lente (quelques secondes) entre états électroniques de multiplicités (état de spin) différentes ($T_i \rightarrow S_j$ pour les neutres et $Q_i \rightarrow D_j$ pour les ions avec $i > j$) avec émission d'un photon visible. Cette transition est négligeable pour les ions car la conversion interne domine par rapport au croisement inter-système si bien que la molécule est dans un niveau vibrationnellement excité du fondamental électronique
- *redistribution vibrationnelle interne* : processus isoénergétique non radiatif entre les niveaux vibrationnels de la molécule qui répartit rapidement ($\sim 10^{-12} - 10^{-10}$ s) l'énergie d'excitation entre tous les degrés de liberté vibrationnels
- *émission IR* : transition radiative entre deux niveaux vibrationnels du même niveau électronique (~ 0.1 s). Ce type de transitions a principalement lieu dans le fondamental électronique avec $\Delta v = 1$ (si on prend en compte l'anharmonicité, les transitions avec $\Delta v = 2, 3, \dots$ sont aussi autorisées mais sont généralement à l'origine de bandes d'émission peu intenses)

En faisant l'hypothèse que la conversion interne vers le fondamental est très efficace et suivie par la redistribution vibrationnelle interne, on voit donc que l'absorption d'un photon énergétique visible/UV conduit très rapidement la molécule dans un état vibrationnel excité du fondamental électronique. Les paragraphes suivants décrivent en détail le refroidissement radiatif des PAH interstellaires.

¹D'autres mécanismes d'excitation des grains peuvent être efficaces dans des cas particuliers : par exemple, l'excitation par collisions avec les espèces du gaz devient importante dans le milieu chaud et ionisé (Dwek 1986).

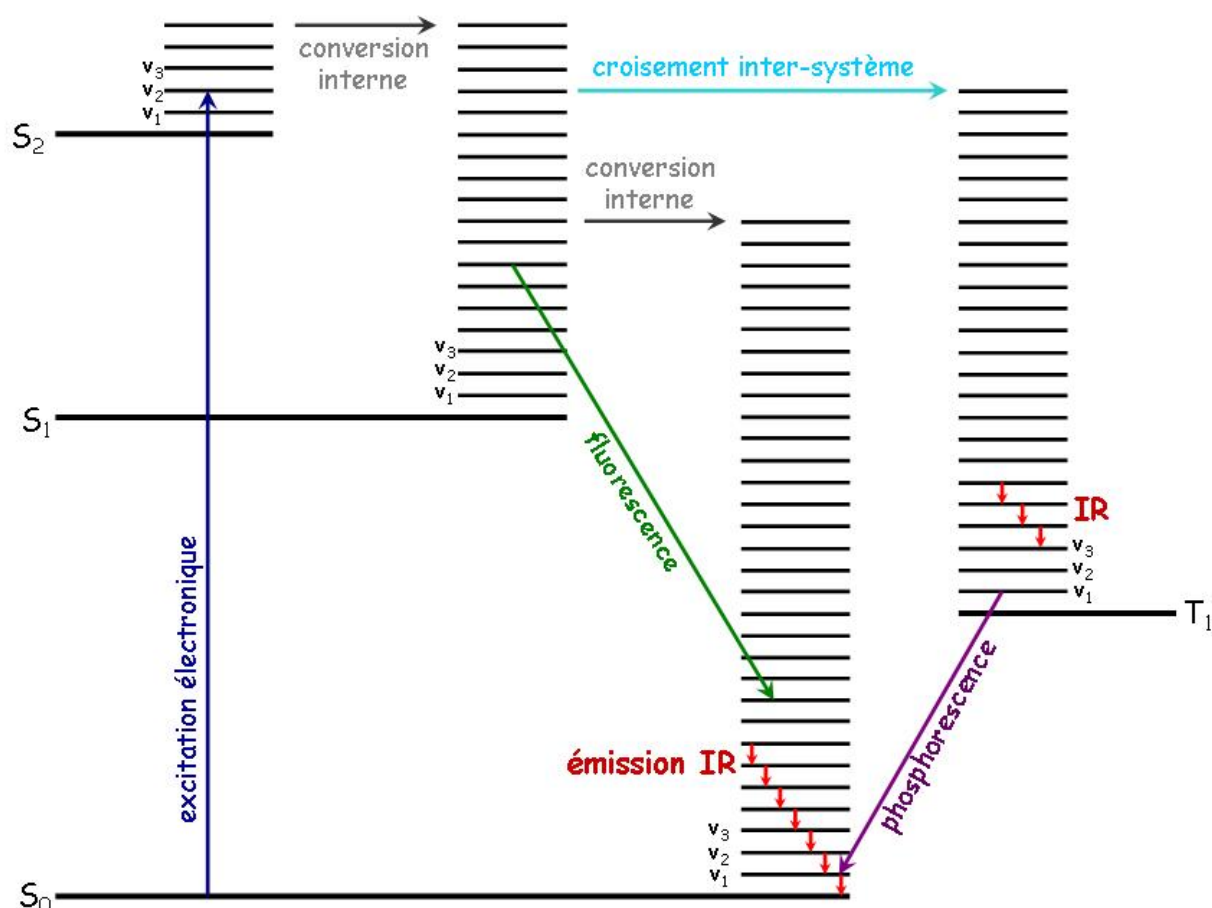


Figure 3.1 - Excitation des niveaux vibrationnels pour une molécule neutre. Les niveaux électroniques singulets et triplets, ainsi que les niveaux vibrationnels sont représentés ici. Lors de l'absorption d'un photon UV/visible, la molécule passe de l'état fondamental S_0 à l'état excité S_n avec $n > 0$. Cette transition est suivie d'une conversion interne puis d'une redistribution vibrationnelle interne, des transitions électroniques radiatives et des transitions vibrationnelles dans l'IR. Dans le cas des ions, il faut remplacer les niveaux électroniques singulets par des doublets et les triplets par des quadruplets ; par ailleurs, dans le cas des ions, la phosphorescence et la fluorescence sont négligeables en raison d'une conversion interne très efficace vers D_0 : l'émission IR est ainsi un processus de désexcitation dominant (Allamandola *et al.* 1989).

3.2 Propriétés des PAH interstellaires

3.2.1 Structure et couverture en hydrogène

Les observations et l'étude de la photostabilité des PAH interstellaires montrent que ce sont des espèces compactes (Hony *et al.* 2001; Le Page *et al.* 2003). Les petits PAH sont plans mais au-delà d'une taille seuil (40 à 70 atomes de carbone), les molécules non planes pourraient être favorisées lors de la formation : les espèces résultantes se présenteraient ainsi sous la forme de "bols" ou de "cages" contenant des cycles de carbones pentagonaux et non plus seulement hexagonaux (Moutou *et al.* 2000). Cependant, la présence de PAH non plans dans le milieu interstellaire reste mal connue

(Moutou *et al.* 1999). Nous considérerons donc que les PAH interstellaires sont plans et compacts, quelle que soit leur taille ($N_C = 18$ à 216 ici), et qu'ils sont de symétrie hexagonale (groupe D_{6h}). Les PAH modélisés dans la suite de cette thèse sont des disques fins de rayon $a(\text{\AA}) = 0.9 \sqrt{N_C}$ où N_C est le nombre d'atomes de carbone dans le grain (Omont 1986). La formule de ces molécules est $C_{6p^2}H_{6p}$ avec $p-1$ couronnes autour du cycle central et $3p^2 - 3p + 1$ cycles hexagonaux. On ne doit cependant pas oublier que les PAH interstellaires sont probablement un mélange complexe de structures différentes. Leurs structures réelles sont certainement des formes altérées du cas idéal que nous venons de décrire : ces PAH ont en effet toutes les chances d'être chargés, partiellement déshydrogénés et ils pourraient également contenir des hétéroatomes comme l'azote ou l'oxygène. Avec la structure idéale que nous utilisons, le rapport carbone/hydrogène des PAH est $\frac{H}{C} = f_H \sqrt{\frac{6}{N_C}}$ avec f_H le taux d'hydrogénation ($f_H = 1$ pour un PAH complètement hydrogéné).

3.2.2 Section efficace des PAH interstellaires

L'excitation et le refroidissement radiatifs des PAH interstellaires dépendent de leur section efficace d'absorption : c'est donc une quantité importante pour décrire l'émission des PAH. La description de la section efficace est ici divisée en trois sous-parties : les deux premières traitent de la section efficace dans l'UV/visible et le proche IR, qui découlent directement des observations ou d'expériences en laboratoire ; la deuxième décrit la section efficace des PAH dans l'IR lointain, à partir de calculs théoriques. Dans ce modèle, on considère que tous les PAH ont exactement les mêmes modes actifs dans l'IR.

♣ Section efficace dans l'UV/visible

Le domaine visible-UV est celui des transitions électroniques. Nous utilisons la section efficace de Verstraete et Léger (1992) représentative du carbone sp^2 qui est en bon accord avec les mesures en laboratoire sur des analogues de PAH interstellaires neutres (Joblin *et al.* 1992). A basse énergie, les transitions électroniques cessent au-delà d'une longueur d'onde de coupure λ_C qui est proportionnelle au rayon a de la molécule (Robertson 1986). Pour des molécules contenant de 20 à 200 atomes de carbone, λ_C est entre 0.7 et 2 μm , en assez bon accord avec les mesures de Mattioda *et al.* (2005). La position de cette coupure est importante car le domaine spectral visible/proche-IR porte environ 50 % de l'énergie du champ de rayonnement interstellaire standard (Mathis *et al.* 1983). Ainsi, les petits PAH ($N_C < 50$) sont uniquement excités par les photons UV, alors que les plus gros le sont aussi par les photons visibles et proche-IR. Nous supposons que la forme de cette coupure est raide (fonction tangente inverse telle que $C(\lambda) \propto \arctan(\lambda_C/\lambda)$) afin de rendre compte du creux relatif de l'émission IR interstellaire dans cette région.

♣ Section efficace dans l'infrarouge moyen

Grâce aux données spectroscopiques ISO² et Spitzer entre 2 et 20 μm , nous avons maintenant une vision assez exhaustive des bandes associées aux PAH dans ce domaine spectral. Les bandes d'émission rovibrationnelles utilisées pour décrire l'émission des PAH interstellaires sont données dans le tableau 3.1. Dans un souci de simplicité, les modes de vibration considérés sont décrits comme étant dus soit à des vibrations C-H soit à des vibrations C=C du squelette. Cependant, dans des molécules aussi complexes que les PAH, il existe des interactions vibrationnelles et le label H

²Le satellite européen ISO (Infrared Space Observatory) a été lancé en novembre 1995. Il couvrait un domaine de longueurs d'onde allant de 2.5 à 240 μm pour des résolutions spatiales de 6'' à 1.5'. L'instrument SWS (Short Wavelengths Spectrometer) a quant à lui produit des spectres dans la gamme de longueur d'onde de 2.5 à 45 μm .

ou C dans la Tab. 3.1 indique seulement le type de vibration dominant à la fréquence considérée. Les principales bandes de vibration pour les molécules aromatiques sont les suivantes (Socrates 2001) :

- les vibrations dues à l'étirement de liaisons C-H qui sont à l'origine de bandes entre 3.2 et 3.3 μm
- les vibrations dues au pliage dans le plan de la molécule de liaisons C-H qui produisent des bandes de 8 à 10 μm
- les vibrations dues au pliage de liaisons C-H hors du plan de la molécule qui donnent des bandes de 11 à 15 μm (la position exacte de ces bandes dépend du nombre d'atomes d'hydrogène adjacents sur le squelette carboné), le couplage de ces modes avec des modes inactifs produit des bandes entre 5 et 6 μm
- les vibrations dues à l'étirement de liaisons C=C qui sont à l'origine de bandes entre 6.1 et 8 μm
- les vibrations dues à des déformations du squelette hors du plan de la molécule qui sont à l'origine de bandes au-delà de 11 μm

Nous considérons que les modes vibrationnels décrits ci-après sont harmoniques et qu'on peut les représenter avec un profil de Drude³ (normalisé à 1 ici) :

$$D(E, E_0, \Delta E) = \frac{(E\Delta E)^2}{(E^2 - E_0^2)^2 + (E\Delta E)^2} \quad (3.1)$$

où $E = 1/\lambda$, E_0 est la position centrale de la bande et ΔE sa largeur à mi-hauteur. Dans ce profil décrivant l'interaction entre les photons et les électrons liés, la forme du cœur de la bande est similaire à celui d'un profil lorentzien. La différence est qu'il s'extrapole en E^2 à basse fréquence contrairement à une lorentzienne qui reste constante. Nous attribuons à chaque bande considérée la largeur observée dans le milieu interstellaire $\Delta\nu$. La valeur au pic est ajustée de manière à ce que la quantité $(\sigma\Delta\nu)$ soit égale à celle mesurée en laboratoire. Le fait d'adopter la largeur observée nous permet de rendre compte empiriquement de la relaxation moléculaire et de l'élargissement des bandes pour les PAH interstellaires (Pech *et al.* 2002; Mulas *et al.* 2006a,b). Il existe d'autres définitions de la section efficace d'absorption dans l'IR comme celles de Flagey *et al.* (2006); Draine et Li (2006). Pour ce modèle, nous avons pris le parti d'utiliser des propriétés optiques proches de celles obtenues en laboratoire.

En ce qui concerne les bandes à 3.3, 6.2, 7.7, 11.3 et 12.7 μm , nous utilisons les forces d'oscillateur (ou sections efficaces intégrées $\sigma\Delta\nu$) de Pech *et al.* (2002) pour les cations et celles de Joblin *et al.* (1994) pour les neutres (voir Tab. 3.1). La décomposition de l'émission IR de régions Galactiques a montré qu'il existe d'autres bandes liées aux PAH (Verstraete *et al.* 2001; Smith *et al.* 2007). Ainsi le continuum d'émission observé vers 7 μm ne peut s'expliquer par les ailes des bandes à 6.2 et 7.7 μm . Dans la mesure où ce continuum suit à peu près les variations des bandes PAH en fonction du champ de rayonnement, nous le représentons par une bande large à 6.9 μm . Pour les mêmes raisons, nous introduisons une bande à 8.3 μm . Dans les spectres observés par ISO et Spitzer, la bande à 7.7 μm est composée de 3 sous-bandes à 7.5, 7.6 et 7.8 μm que nous prenons en compte avec une force d'oscillateur totale égale à celle mesurée en laboratoire et avec les rapports de bandes de Verstraete *et al.* (2001). Par ailleurs, la force d'oscillateur de la bande à 8.6 μm a été multipliée par 3 par rapport à la valeur mesurée en laboratoire (Pech *et al.* 2002). Nous introduisons les bandes secondaires à 5.25 et 5.75 μm dont les caractéristiques sont déduites

³Ce profil est obtenu dans le cadre d'un modèle de Lorentz (oscillateur harmonique amorti et forcé) pour le mouvement des électrons (Kriigel 2003).

Tableau 3.1 - Bandes vibrationnelles des PAH interstellaires dans l'IR moyen, pour les cations et les neutres. La dernière colonne indique si la transition se fait dans le plan ("ip" pour *in-plane*) ou hors du plan ("op" pour *out-of-plane*) de la molécule.

λ_i (μm)	ν_i (cm^{-1})	$\Delta\nu_i$ (cm^{-1})	σ_i/N_H (10^{-20}cm^2)	σ_i/N_H (10^{-20}cm^2)	Type
			cations	neutres	
3.3	3040	39	2.44	10.8	ip
5.2	1905	23	0.58	0.58	op
5.7	1754	60	0.49	0.49	op
8.3	1205	63	1.74	1.74	ip
8.6	1162	47	5.34	0.51	ip
11.3	890	18	17.3	18.3	op
12.0	830	30	3.17	3.17	op
12.7	785	16	5.06	4.06	op
λ_i (μm)	ν_i (cm^{-1})	$\Delta\nu_i$ (cm^{-1})	σ_i/N_C (10^{-20}cm^2)	σ_i/N_C (10^{-20}cm^2)	Type
			cations	neutres	
6.2	1609	44	2.48	0.52	ip
6.9	1450	300	0.40	0.40	ip
7.5	1328	70	2.70	0.12	ip
7.6	1315	25	1.38	0.06	ip
7.8	1275	70	2.70	0.12	ip
16.4	609	6	1.83	1.83	ip
17.1	585	17	2.48	2.48	ip

de Roche *et al.* (1996) et Boersma *et al.* (2008) (position, largeur et rapport à la bande à $11.3 \mu\text{m}$). Ces bandes sont dues à la combinaison du mode de vibration à $11.3 \mu\text{m}$ et de deux modes interdits à 9.8 et $11.7 \mu\text{m}$ (Roche *et al.* 1996; Tripathi *et al.* 2001). A plus grande longueur d'onde, nous avons les bandes à 16.4 et $17.1 \mu\text{m}$ caractérisées à partir des observations de Moutou *et al.* (1999) et Smith *et al.* (2004). La Tab. 3.1 indique également si les transitions vibrationnelles ont lieu dans le plan (*ip* pour *in-plane*) ou hors du plan (*op* pour *out-of-plane*) de la molécule : pour les bandes de 3.3 à $12.7 \mu\text{m}$, j'ai adopté le type défini par Socrates (2001) et pour les bandes à 16.4 et $17.1 \mu\text{m}$ celui défini par Moutou *et al.* (1999).

♣ Section efficace dans l'infrarouge lointain

Les PAH interstellaires sont la plupart du temps dans des états à basse énergie à partir desquels ils émettent des photons de l'IR lointain au submillimétrique (voir le chapitre 2). De $20 \mu\text{m}$ à 1 mm l'émission interstellaire est dominée par la contribution des VSGs d'abord puis des BGs ensuite. Dans cette gamme de longueur d'onde se pose donc la question de la contribution des PAH. Afin d'estimer cette émission nous décrivons à présent la section efficace d'absorption correspondante, σ_{FIR} .

Des mesures en laboratoire (Moutou *et al.* 1999) et des calculs théoriques (Mallocci *et al.* 2007) montrent la présence de modes actifs de vibration du squelette carboné des PAH pour des longueurs d'onde $\lambda > 20 \mu\text{m}$ (ou $E < 500 \text{ cm}^{-1}$). La force d'oscillateur (ou section efficace intégrée) correspondante est en assez bon accord avec celle obtenue à partir de l'expression de Schutte *et al.*

Tableau 3.2 - Bandes rovibrationnelles adoptées pour la modélisation de σ_{FIR} , avec le pourcentage de la force d'oscillateur totale à $E \leq 500 \text{ cm}^{-1}$ pour chaque bande. La dernière colonne indique si la transition se fait dans ou hors du plan de la molécule.

$\lambda_{cations}$ (μm)	$\nu_{cations}$ (cm^{-1})	$\Delta\nu$ (cm^{-1})	σ_i/N_C (10^{-20}cm^2)	% (cations)	Type
30.2	331	300	9.6×10^{-3}	69.5	ip
74.1	135	100	9.9×10^{-3}	23.9	ip
$4.9 \times N_C$	$2040/N_C$	100	2.7×10^{-3}	6.6	ip
$\lambda_{neutres}$ (μm)	$\nu_{neutres}$ (cm^{-1})	$\Delta\nu$ (cm^{-1})	σ_i/N_C (10^{-20}cm^2)	% (neutres)	Type
28.7	349	300	9.6×10^{-3}	74.2	ip
74.6	134	100	7.8×10^{-3}	20.1	ip
$5.3 \times N_C$	$1900/N_C$	100	2.2×10^{-3}	5.7	ip

(1993) et c'est donc cette valeur que nous retiendrons⁴. En ce qui concerne les caractéristiques (fréquence, largeur, intensité) des bandes vibrationnelles dans ce domaine de longueur d'onde, nous utilisons la base de données théoriques de Mallocci *et al.* (2007).

Cette base fournit les propriétés énergétiques, rotationnelles, vibrationnelles et électroniques de molécules avec différentes structures et états d'ionisation ($Z = -1, 0, +1, +2$). Toutes les espèces considérées possèdent de nombreux modes de vibration pour $E \leq 500 \text{ cm}^{-1}$. Pour les molécules compactes, on remarque que ces modes s'accumulent dans trois groupes d'énergie croissante : un groupe de modes, peu nombreux, avec $E \leq 100 \text{ cm}^{-1}$; un autre avec $100 \leq E \leq 200 \text{ cm}^{-1}$ et le dernier avec $200 \leq E \leq 500 \text{ cm}^{-1}$. Nous avons donc décidé de modéliser σ_{FIR} pour les molécules compactes avec trois modes dont les caractéristiques sont déduites des travaux de Mallocci *et al.* (2007) (voir Tab. 3.2). La fréquence de chaque mode est la moyenne pondérée par leur section efficace intégrée de tous les modes tombant dans chacun des groupes d'énergie. Leur largeur est celle de la gamme d'énergie correspondant au groupe considéré. Ce travail a été effectué pour les neutres et les cations. Nous trouvons ainsi que l'énergie du premier mode dépend de la taille de la molécule considérée : $\nu_0 \sim 2040/N_C \text{ cm}^{-1}$ pour les cations et $\nu_0 \sim 1900/N_C \text{ cm}^{-1}$ pour les neutres. En revanche, la position des deux autres modes est à peu près indépendante de la taille. La section efficace intégrée de ces trois modes a été estimée de la manière suivante : à partir de la base de données de Mallocci *et al.* (2007), on calcule la fraction de la force d'oscillateur totale pour $E \leq 500 \text{ cm}^{-1}$ incluse dans chacun des trois modes décrits précédemment. Cette opération est répétée pour chaque molécule considérée. On suppose par ailleurs que cette force d'oscillateur totale est donnée par l'intégrale de la section efficace obtenue par Schutte *et al.* (1993) : $\sigma_{FIR} = 4.3 \times 10^{-20} \lambda^{-1.24} \text{ cm}^2$ par atome de carbone. Il suffit alors de multiplier cette intégrale par les fractions obtenues précédemment à l'aide de la base de données. Les bandes obtenues sont présentées dans la table 3.2. Nous faisons par ailleurs l'hypothèse que ces modes de vibration sont dans le plan de la molécule⁵.

⁴A partir de mesures en laboratoire de la section efficace d'absorption d'un mélange de PAH ayant de 14 à 42 atomes de carbone, Schutte *et al.* (1993) ont montré que pour une telle distribution de tailles, la section efficace moyenne dans l'IR lointain est un "quasi-continuum", si on la mesure à basse résolution, proportionnelle à $\lambda^{-1.24}$.

⁵Une façon d'améliorer cela serait de placer 2/3 de la force d'oscillateur de ces bandes dans la catégorie "ip" et 1/3 dans la catégorie "op". Ces bandes étant des bandes "moyennes", on peut en effet supposer que les deux types de modes coexistent à ces longueurs d'onde. Cela n'a pas été réalisé au cours de cette thèse.

Finalement, la section efficace d'absorption des PAH est modélisée de la manière suivante :

$$\sigma_{abs} = \sigma_{UV/visible} \times C(\lambda_C/\lambda) + \sigma_{IR} + \sigma_{FIR} \quad (3.2)$$

avec C la fonction de coupure pour l'UV/visible et σ_{IR} et σ_{FIR} la somme des profils de Drude pour les bandes décrites précédemment. La section efficace est représentée sur la Fig. 3.3 pour quatre tailles de PAH.

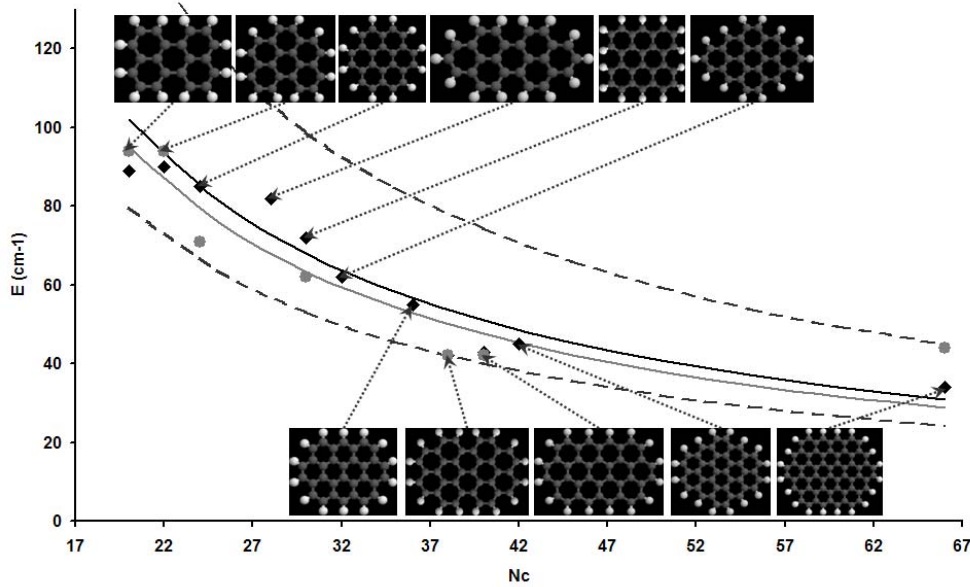


Figure 3.2 - Fréquence du premier mode de vibration (plus basse énergie) en fonction du nombre d'atomes de carbone N_C dans la molécule. Les diamants noirs représentent les PAH cations et les disques gris les PAH neutres. Les molécules considérées sont les suivantes : pérylène $C_{20}H_{12}$, benzo[g,h,i]pérylène $C_{22}H_{12}$, coronène $C_{24}H_{12}$, bisanthène $C_{28}H_{14}$, dibenzo[bc,ef]coronène $C_{30}H_{14}$, ovalène $C_{32}H_{14}$, circumbiphényle $C_{38}H_{16}$, circumanthracène $C_{40}H_{16}$, circumpyrène $C_{42}H_{16}$ et circumovalène $C_{66}H_{20}$. Le trait plein noir montre la relation $\nu_0 \sim 2040/N_C$ pour les cations et le trait plein gris $\nu_0 \sim 1900/N_C$ pour les neutres. Les lignes en tirets présentent deux cas extrêmes que nous utiliserons par la suite pour montrer l'influence de la position de cette "première" bande sur les calculs d'excitation rotationnelle.

3.2.3 Spectre de modes vibrationnels

Un PAH interstellaire plan contenant N_C atomes de carbones et $N_H = \sqrt{6N_C}$ atomes d'hydrogène possède $3(N_C + N_H - 2)$ modes vibrationnels. Ils peuvent être classés de la manière suivante :

- $(N_C - 2)$ modes C-C hors du plan de la molécule
- $2(N_C - 2)$ modes C-C dans le plan
- N_H modes de déformation C-H hors du plan
- N_H modes d'élongation C-H

On peut représenter le spectre de mode de chaque type de vibration avec un modèle de Debye à 2 dimensions, d'énergie maximale $k\Theta$ où Θ est la température de Debye (Draine et Li 2001). Le spectre de mode est alors représenté par les expressions suivantes :

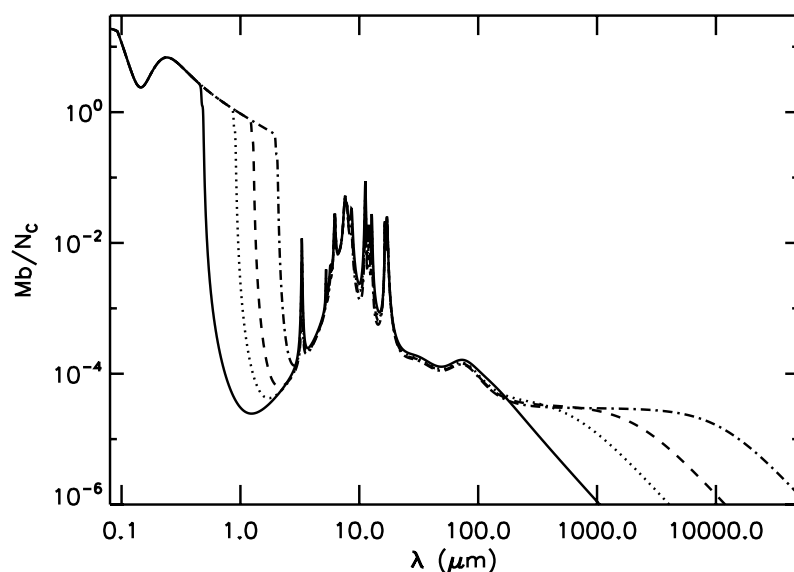


Figure 3.3 - La courbe en trait plein représente la section efficace d'absorption par atome de carbone pour des cations de $N_C = 24$, les pointillés pour $N_C = 54$, les tirets pour $N_C = 96$ et les tirets-pointillés pour $N_C = 216$ ($1 \text{ Mb} = 10^{-18} \text{ cm}^2$).

- pour les modes C-C :

$$\hbar\omega_i = k\Theta_t \sqrt{\frac{i - \delta_i^t}{N_t}} \quad \text{pour } i = 1, N_t \quad (3.3)$$

avec $t = op, ip$ représente le type de mode (hors ou dans le plan de la molécule) et N_t le nombre de modes C-C du type en question. On adopte $\Theta_{op} = 876 \text{ K}$ et $\Theta_{ip} = 2318 \text{ K}$ pour reproduire les modes à $6.2 \mu\text{m}$ et $16.4 \mu\text{m}$ respectivement avec : $\delta_i^{op} = 3/2$ si $i = 2, 3$ et $3/4$ sinon ; et $\delta_i^{ip} = 1$ si $i = 2, 3$ et $1/2$ sinon

- pour les modes C-H :

$$\hbar\omega_i = k\Theta_t \sqrt{\frac{3i}{2N_t}} \quad \text{pour } i = 1, N_t \quad (3.4)$$

avec $t = op, ip, st$ (st pour les modes d'élongation) et N_t le nombre de modes C-H d'un type donné. On adopte $\Theta_{op} = 1281 \text{ K}$, $\Theta_{ip} = 1672 \text{ K}$ et $\Theta_{st} = 4375 \text{ K}$ pour reproduire les modes à $11.3 \mu\text{m}$, $8.6 \mu\text{m}$ et $3.3 \mu\text{m}$ respectivement.

Les valeurs numériques données ci-dessus ont été ajustées de manière à reproduire au mieux les modes donnés par Mallocci *et al.* (2007). Toujours dans ce but, nous avons ajouté au spectre de modes décrit ici le mode de plus basse énergie calculé dans le §3.2.2. La figure 3.4 montre qu'il y a un bon accord entre notre spectre de modes et les calculs de Mallocci *et al.* (2007).

3.2.4 Densité d'états rovibrationnels

Dans le cas d'un traitement microcanonique, toutes les grandeurs thermodynamiques intéressantes sont connues une fois qu'on a déterminé la densité d'états d'un système. Dans notre cas, cette dernière va nous permettre de calculer l'émission IR rovibrationnelle des PAH.

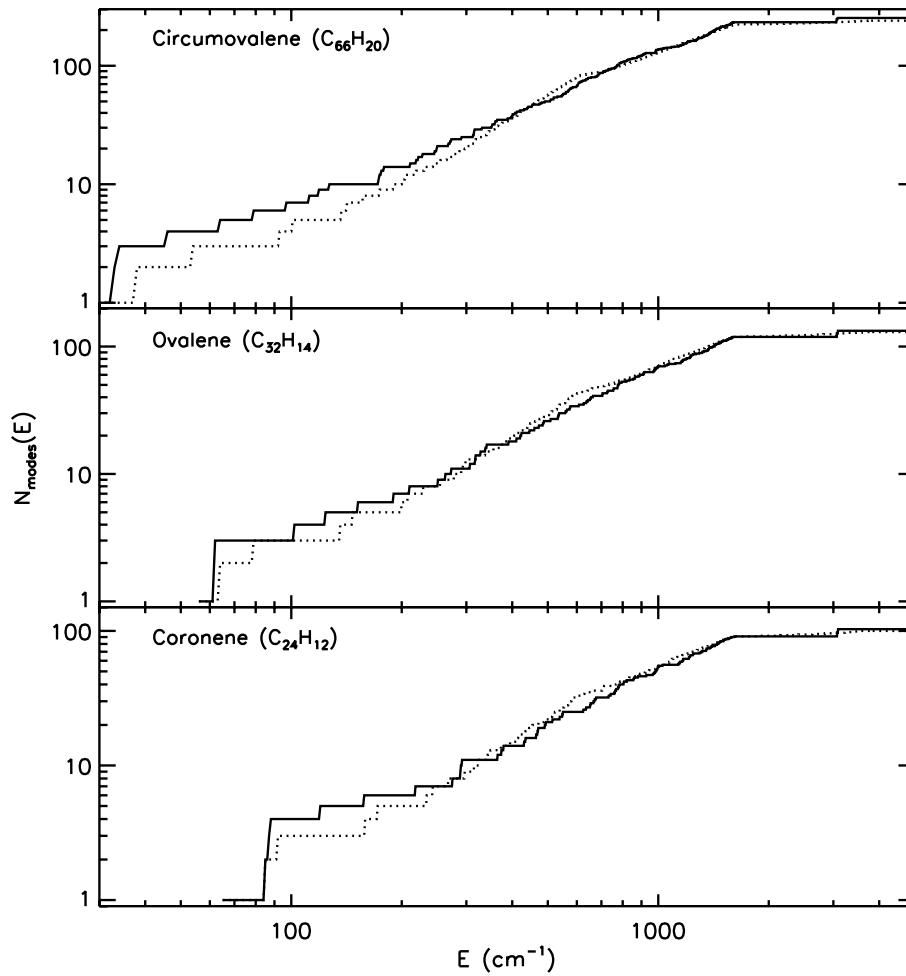


Figure 3.4 - Distributions cumulatives des modes vibrationnels du coronène ($C_{24}H_{12}$), de l'ovalène ($C_{32}H_{14}$) et du circumovalène ($C_{66}H_{20}$) calculées à partir des résultats de Mallocci *et al.* (2007) (traits pleins) et à partir du modèle de Debye (pointillés).

On considère le cas d'un système possédant des niveaux d'énergie rotationnels et vibrationnels avec les densités d'états correspondantes, ρ_{rot} et ρ_{vib} . Maintenant, on suppose que la molécule a l'énergie x pour la vibration et $E - x$ pour la rotation. La contribution à la densité d'états pour des valeurs fixées de E et x sera le produit : $\rho_{vib}(x)\rho_{rot}(E - x)$. Pour obtenir la densité totale d'états à l'énergie E , il est nécessaire de sommer sur toutes les combinaisons possibles d'énergies en rotation et vibration :

$$\rho(E) = \int_0^E \rho_{vib}(x)\rho_{rot}(E - x)dx \quad \text{ou} \quad \int_0^E \rho_{vib}(E - x)\rho_{rot}(x)dx \quad (3.5)$$

On trouve pour la densité d'états rotationnels (Baer et Hase 1996) :

$$\rho_{rot}(E) = \frac{2\sqrt{2E}}{B\sqrt{B}} \quad (3.6)$$

où B est la constante rotationnelle associée à l'axe d'inertie dans le plan de la molécule (voir Fig. 5.1 et §5.1.1). La manière la plus précise pour déterminer la densité d'états vibrationnels harmoniques est une méthode de calcul directe développée par Beyer et Swinehart (1973). Comme l'ont

démontré Gilbert et Smith (1990), cette approche est basée sur la convolution décrite plus haut. On suppose que le système consiste en s oscillateurs harmoniques avec des énergies vibrationnelles $\omega_i = \nu_i/c$ (cm^{-1}) déterminées avec le modèle de Debye. Chacune d'entre elles sera à l'origine d'une suite d'états également espacés et situés à des énergies $E_i = n\omega_i$ avec $n = 0, 1, \dots$. On choisit le point zéro en énergie comme le zéro de l'échelle en énergie et on divise celle-ci en "bins" de largeur finie égale à 1 cm^{-1} . On commence avec un vecteur densité d'états $\rho(E)$ initialisé à la densité d'états rotationnels ρ_{rot} . Le vecteur est ensuite rempli de la manière suivante :

```

ρ = ρrot
For j = 1, s
  For i = ω(j), nombre de "bins"
    ρ(i) = ρ(i) + ρ(i - ω(j))
  End For
End For

```

avec $\omega(j)$ le j -ième mode vibrationnel, où les modes sont classés par ordre d'énergie croissante. On voit que la boucle discrète sur i est équivalente à la convolution continue $\int \rho(i)\rho(i-j)di$. Son application répétée remplit tous les modes vibrationnels les uns après les autres et on obtient la densité d'états rovibrationnels totale après s itérations (Gilbert et Smith 1990). Ce vecteur densité d'états nous sera utile par la suite pour calculer les probabilités de transition d'un niveau rovibrationnel à un autre et en déduire l'émission IR des PAH interstellaires.

3.2.5 Capacité calorifique et limite de la notion de "température"

Pour une molécule de taille donnée, dont on connaît le spectre de modes, le modèle d'Einstein-Debye permet d'exprimer sa capacité calorifique comme :

$$C(T) = \frac{d\bar{E}}{dT} = k \sum_{j=1}^{N_m} e^{-\hbar\omega_j/kT} \left[\frac{\hbar\omega_j/kT}{1 - \exp(\hbar\omega_j/kT)} \right]^2 \quad (3.7)$$

où N_m est le nombre total de modes vibrationnels. On constate sur la Fig. 3.5 que la capacité calorifique atteint sa limite haute température ($[3N_{at} - 6]k_B$) pour $T \geq 200 \text{ K}$ (loi de Dulong et Petit). On remarque également une différence à basse température entre la capacité calorifique calculée à partir des modes vibrationnels précédemment décrits et la capacité calorifique de Draine et Li (2001). La différence est due à la présence des modes à basse énergie. En effet, si on retire artificiellement les modes ayant des énergies inférieures à 500 cm^{-1} (ou $\lambda > 20 \mu\text{m}$), on retrouve la même capacité calorifique que Draine et Li (2001) pour $T = 10 \text{ K}$.

Dans un modèle thermique, où le PAH a une température vibrationnelle T , l'énergie interne moyenne est donnée par :

$$E(T) = \int_0^T C(T') dT' \quad (3.8)$$

La Fig. 3.6 montre cette relation $E(T)$. Dans une description thermique (ou canonique), l'état du PAH (à un instant donné au cours de son refroidissement) est décrit par sa température vibrationnelle T et son énergie interne moyenne est donnée par l'Eq. 3.8. Dans ce cas, l'énergie interne moyenne de la molécule est égale à $(3N_{at} - 6)kT$. La courbe de la Fig. 3.6 montre que cette égalité

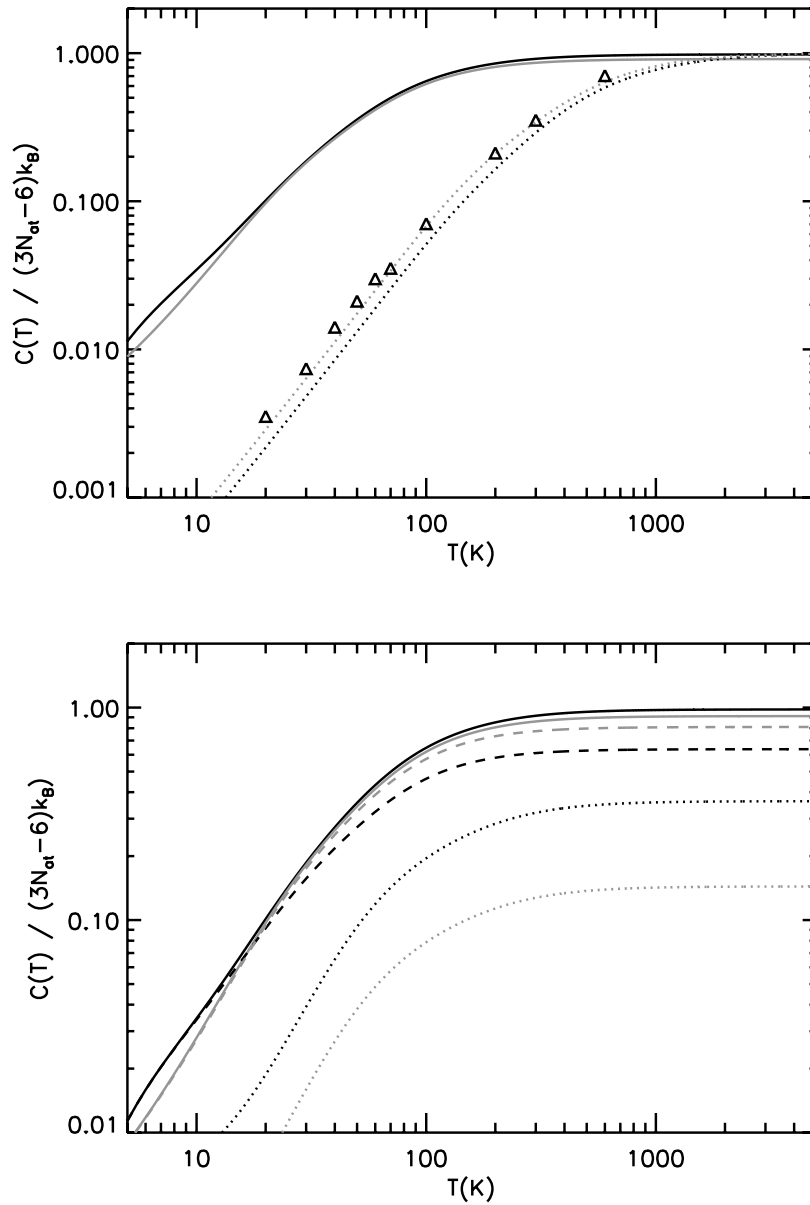


Figure 3.5 - *A gauche* : capacité calorifique des PAH interstellaires. Les courbes en trait plein représentent le cas de PAH complètement hydrogénés. Les courbes grisées sont les capacités calorifiques pour $N_C = 216$, les noires pour $N_C = 24$. Les pointillés montrent la capacité calorifique obtenue avec le modèle de Draine et Li (2001) et les triangles celle du graphite (Furukawa et Douglas 1972). *A droite* : contributions des modes C-C et C-H à la capacité calorifique. La courbe en trait plein noir représente la capacité calorifique d'un PAH complètement hydrogéné avec $N_C = 24$, les tirets noirs représentent la contribution des modes C-C à $C(T)$ et les pointillés la contribution des modes C-H. Les courbes grises représentent le cas d'un PAH avec $N_C = 216$.

n'est plus vérifiée pour des températures $T < 200$ K : dans un système à basse énergie, proche des premiers niveaux vibrationnels excités, la quantification devient importante et la notion de température/thermostat perd son sens. L'état du système doit alors se décrire à partir de de son

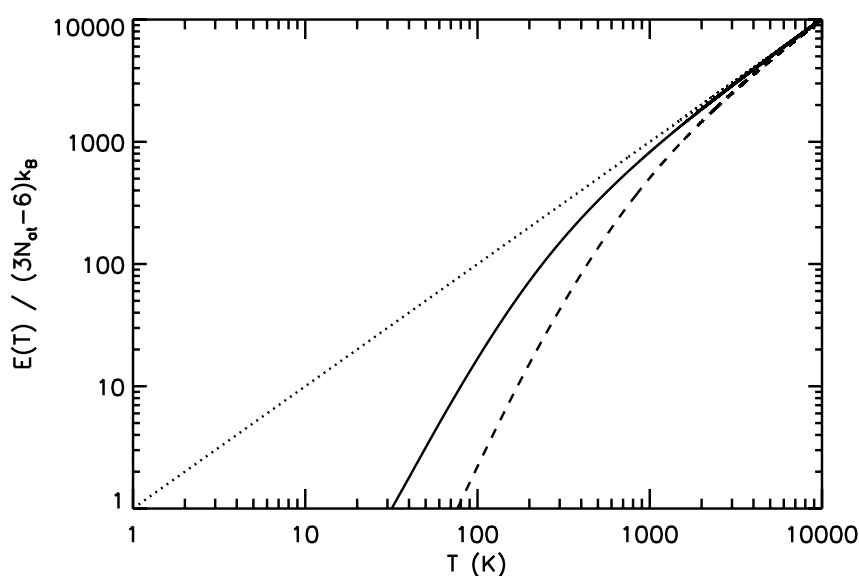


Figure 3.6 - La courbe en trait plein représente l'énergie vibrationnelle par mode d'un PAH compact et complètement hydrogéné avec 50 atomes de carbone, exprimée ici en Kelvins, en fonction de la température. La courbe en tirets montre la même quantité calculée avec la capacité calorifique de Draine et Li (2001). La courbe en pointillés montre le cas d'une molécule avec une énergie kT par mode.

énergie interne. Dans la suite, nous utilisons une statistique microcanonique qui permet de décrire correctement la répartition d'énergie interne dans un PAH afin d'en décrire l'émission.

3.3 Distribution de l'énergie interne

L'émission rovibrationnelle IR des PAH dépend de la densité d'énergie du champ de radiation interstellaire $u_E = 4\pi\nu I_\nu$ où I_ν est l'intensité du champ de radiation, de leur taille (qu'on exprime ici en nombre d'atomes de carbone N_C) et enfin de leur distribution d'énergie interne $P(E)$.

3.3.1 Détermination de $P(E)$

Après chaque absorption d'un photon stellaire, on suppose que l'énergie est rapidement redistribuée entre tous les niveaux vibrationnels de la molécule. Ce processus isoénergétique, se produisant sans émission de photon, est appelé IVR pour "Internal Vibrational Redistribution". Cette redistribution de l'énergie se produit en $\sim 10^{-12} - 10^{-15}$ s alors que la désexcitation par émission de photons rovibrationnels est beaucoup plus lente ~ 0.1 s (Li 2004). La distribution d'énergie $P(E)$ est ensuite calculée suivant le formalisme micro-canonique de Draine et Li (2001) que nous décrivons ci-après. L'échelle en énergie est divisée en M boîtes d'énergie $E_i = (E_{i,max} + E_{i,min})/2$ et de largeur $\Delta E_i = E_{i,max} - E_{i,min}$ avec $i = 1, \dots, M$ ($M = 500$, cette valeur étant choisie comme un bon compromis entre précision et rapidité du calcul). Si on appelle P_i la probabilité d'avoir un

PAH dans l'état i , on peut écrire :

$$\frac{dP_i}{dt} = \sum_{j \neq i}^M T_{j \rightarrow i} P_j - \sum_{i \neq j}^M T_{i \rightarrow j} P_i \quad (3.9)$$

avec $T_{i \rightarrow j}$ la probabilité par unité de temps pour qu'un PAH passe de l'état i à l'état j (Draine et Li 2001). L'échelle en énergie est définie de la manière suivante : l'énergie de la dernière boîte est supérieure à 1 Ryd⁶ et telle que $P(E_M)$ est négligeable devant les autres valeurs de $P(E)$; la largeur en énergie $\Delta E_i = E_{i,max} - E_{i,min}$ augmente progressivement avec E_i , suivant un pas logarithmique. Le niveau fondamental E_0 a une énergie et une largeur nulle ($E_0 = E_{0,min} = E_{0,max} = \Delta E_0 = 0$).

Trois hypothèses sont faites pour estimer les taux de transition entre les différents états, c'est-à-dire pour remplir la matrice T :

- la section efficace d'absorption $\sigma_{abs}(h\nu)$ dépend de l'énergie du photon $h\nu$ mais pas de l'énergie vibrationnelle qu'avait le grain avant l'absorption
- on considère que les modes vibrationnels du PAH sont bien représentés par des oscillateurs harmoniques
- l'énergie des photons absorbés est également répartie entre tous les niveaux vibrationnels du PAH *avant* toute émission de photons IR

On peut distinguer deux types de transitions : les transitions "vers le haut", qui font passer le PAH d'un niveau moins énergétique à un niveau plus énergétique, et les transitions "vers le bas", qui le font passer d'un niveau énergétique à un niveau moins énergétique.

♣ Transitions "vers le haut"

D'après Draine et Li (2001), le taux de transitions entre les niveaux l et u avec $E_l < E_u$ est :

$$T_{l \rightarrow u} = \frac{c \Delta E_u}{E_u - E_l} \int_{W_1}^{W_c} G_{l \rightarrow u}(E) \sigma_{abs}(E) u_E dE \quad \text{pour } u < M \quad (3.10)$$

$$T_{l \rightarrow M} = \frac{c}{E_M - E_l} \left[\int_{W_1}^{W_c} \frac{E - W_1}{W_c - W_1} \sigma_{abs}(E) u_E dE + \int_{W_c}^{\infty} \sigma_{abs}(E) u_E dE \right] \quad (3.11)$$

où $u_E dE$ est la densité d'énergie du champ de rayonnement interstellaire due aux photons d'énergie comprise entre E et $E + dE$. Les facteurs $G_{l \rightarrow u}(E)$ corrigent le fait que l'on travaille avec des boîtes d'énergie de tailles finies (passage d'une intégrale 2D à une intégrale 1D). D'après Draine et Li (2001) :

$$\begin{aligned} G_{l \rightarrow u}(E) &= \frac{E - W_1}{\Delta E_u \Delta E_l} && \text{pour } W_1 < E < W_2 \\ &= \frac{\min(\Delta E_u, \Delta E_l)}{\Delta E_u \Delta E_l} && \text{pour } W_2 < E < W_3 \\ &= \frac{W_4 - E}{\Delta E_u \Delta E_l} && \text{pour } W_3 < E < W_4 \\ &= 0 && \text{pour } E < W_1 \text{ ou } E > W_4 \\ W_1 &= E_{u,min} - E_{l,max} \\ W_2 &= \min [E_{u,min} - E_{l,min}, E_{u,max} - E_{l,max}] \\ W_3 &= \max [E_{u,min} - E_{l,min}, E_{u,max} - E_{l,max}] \\ W_4 &= E_{u,max} - E_{l,min} \\ W_c &= E_{M,min} - E_{l,min} \end{aligned}$$

⁶ 1 Ryd = 1 Rydberg = 2.179×10^{-11} erg = 13.606 eV

Enfin, pour le cas des transitions $u - 1 \rightarrow u$, il faut ajouter les transitions dites “intrabins” (ou “intraboîtes”) :

$$T_{u-1 \rightarrow u} = \frac{c}{E_u - E_{u-1}} \left[\int_0^{W_4} \Delta E_u G_{u-1 \rightarrow u}(E) \sigma_{abs}(E) u_E dE + \int_0^{\Delta E_{u-1}} \left(1 - \frac{E}{\Delta E_{u-1}} \right) \sigma_{abs}(E) u_E dE \right] \quad (3.12)$$

En effet, la largeur des boîtes d’énergie augmentant avec l’énergie de la boîte, il est alors possible d’avoir des boîtes plus larges que l’énergie E de la transition considérée : on a alors des transitions à l’intérieur de la boîte $u - 1 \rightarrow u - 1$. On remarque cependant que la contribution des transitions intrabins est en général négligeable comparée aux autres types de transitions.

♣ Transitions “vers le bas”

Pour les transitions “vers le bas”, Draine et Li (2001) ont montré que les taux d’émission peuvent être exprimés de la manière suivante (ce sont des valeurs moyennées sur les sous-niveaux présents dans la boîte d’énergie u) :

$$T_{u \rightarrow l} = \frac{8\pi}{h^3 c^2} \frac{g_l}{g_u} \frac{\Delta E_u}{E_u - E_l} \int_{W_1}^{W_4} G_{u \rightarrow l}(E) E^3 \sigma_{abs}(E) \left[1 + \frac{h^3 c^3}{8\pi E^3} u_E \right] dE \quad \text{pour } l < u - 1 \quad (3.13)$$

où le terme proportionnel à u_E représente la contribution de l’émission stimulée (négligeable tant que $G_0 < 10^{10}$) ; g_u et g_l sont les dégénérescences des niveaux u et l respectivement. On définit la dégénérescence du niveau u comme la différence entre le nombre d’états accessibles à l’énergie $E_{u,max}$ et à l’énergie $E_{u,min}$:

$$g_u = \mathcal{N}(E_{u,max}) - \mathcal{N}(E_{u,min}) = \int_{E_{u,min}}^{E_{u,max}} \rho(E) dE \quad (3.14)$$

avec $\rho(E_u)$ la densité rovibrationnelle que l’on a calculée précédemment (voir le §3.2.4). Ensuite, comme pour les transitions “vers le haut”, dans le cas des transitions entre deux niveaux d’énergie adjacents, il faut inclure les contributions des transitions intrabins :

$$\begin{aligned} T_{u \rightarrow u-1} &= \frac{8\pi}{h^3 c^2} \frac{g_{u-1}}{g_u} \frac{\Delta E_u}{E_u - E_{u-1}} \int_0^{W_4} G_{u \rightarrow u-1}(E) E^3 \sigma_{abs}(E) \left[1 + \frac{h^3 c^3}{8\pi E^3} u_E \right] dE \\ &+ \frac{8\pi}{h^3 c^2} \frac{1}{E_u - E_{u-1}} \int_0^{\Delta E_u} \left(1 - \frac{E}{\Delta E_u} \right) E^3 \sigma_{abs}(E) \left[1 + \frac{h^3 c^3}{8\pi E^3} u_E \right] dE \end{aligned} \quad (3.15)$$

Ainsi, connaissant la densité d’états et la section efficace d’absorption en fonction de la taille des grains, il est possible de complètement déterminer la matrice T .

♣ Calcul de $P(E)$

Maintenant que la matrice de transitions est connue, il est possible de résoudre l’équation 3.9. Suivant la méthode de Draine et Li (2001), on pose :

$$T_{u \rightarrow u} = - \sum_{l < u} T_{u \rightarrow l} - \sum_{l > u} T_{u \rightarrow l} = - \sum_{l \neq u} T_{u \rightarrow l} \quad (3.16)$$

Les éléments diagonaux de la matrice sont donc égaux à l’opposé de la somme de toutes les transitions “vers le haut” et “vers le bas” qui partent du niveau u . On peut alors réécrire l’équation 3.9 :

$$\sum_{u=0}^M T_{u \rightarrow l} P_u = 0 \quad \text{pour } l = 0, \dots, M \quad (3.17)$$

En injectant dans cette équation la condition de normalisation $\sum_{u=0}^M P_u = 1$, on obtient $M + 1$ équations linéaires :

$$\sum_{u=0}^{M-1} (T_{u \rightarrow l} - T_{M \rightarrow l}) P_u = -T_{M \rightarrow l} \quad \text{pour } l = 0, \dots, M-1 \quad (3.18)$$

$$\text{et } P_M = -(T_{M \rightarrow M})^{-1} \sum_{u=0}^{M-1} T_{u \rightarrow M} P_u \quad (3.19)$$

Nous utilisons pour résoudre cette équation la méthode des gradients bi-conjugués (GBiC) qui est une méthode itérative approchée (Press *et al.* 1992). L'apport de ce travail par rapport aux travaux de Draine et Li (2001) est double : les niveaux rotationnels ont été ajoutés lors du calcul de la densité d'états et la distribution d'énergie interne est calculée précisément jusqu'au niveau fondamental vibrationnel (Draine et Li (2001) obtenaient des résultats pour $E >$ à quelques 10 cm^{-1} avec des instabilités numériques fortes pour $E \lesssim 200 \text{ cm}^{-1}$).

3.3.2 Variations de $P(E)$

La Fig. 3.7 présente les résultats du calcul de la distribution d'énergie interne des PAH interstellaires dans le cas du milieu interstellaire diffus, des nuages moléculaires et enfin de la Barre d'Orion. On peut constater que cette distribution dépend fortement de la taille des molécules considérées et de l'intensité du champ de rayonnement à laquelle elles sont soumises.

♣ Variations de $P(E)$ avec la taille des PAH

La distribution d'énergie interne pique à des énergies d'autant plus élevées que les PAH sont gros ou que l'intensité du champ de rayonnement est élevée (voir Fig. 3.7 b) et c)). En effet, dans ces conditions le taux d'absorption de photons visible/UV par un PAH est élevé et son refroidissement est ainsi plus fréquemment interrompu : il se trouve donc en moyenne à une énergie interne plus élevée. La coupure à $\sim 1.1 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ (ou 912 \AA) est quant à elle due à la coupure Lyman de l'hydrogène dans les milieux neutres : il existe en effet de grandes quantités d'hydrogène atomique HI dans la Galaxie qui absorbe complètement le rayonnement pour $E \geq 1.1 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ jusqu'à ce qu'il redevienne transparent en X mous (cette coupure est donc inexistante dans les régions HII). On remarque par ailleurs l'existence d'une "queue" à plus grande énergie dont l'apparition est liée à des absorptions multiples (interruption du refroidissement IR du PAH par l'absorption d'un deuxième photon). Cette "queue" est d'autant plus importante que le PAH est grand ou le champ de rayonnement intense, ce qui accroît dans les deux cas la probabilité d'absorption d'un photon.

♣ Variations de $P(E)$ avec le champ de rayonnement incident

Ceci nous amène donc naturellement à discuter les variations de $P(E)$ avec l'intensité du champ de rayonnement. Si l'on compare les Fig. 3.7a) et b), on constate que lorsque l'intensité du champ de rayonnement incident augmente (et donc le nombre de photons absorbés par les PAH, quelle que soit leur taille) mais que sa couleur ne change pas (l'énergie moyenne des photons absorbés est donc la même dans les deux cas), la probabilité d'être à une énergie interne élevée augmente. On peut alors se demander si la couleur du champ de rayonnement influence $P(E)$: ceci est illustré par les Fig. 3.7b) et c). On compare $P(E)$ dans le cas de la Barre d'Orion où $G_0 = 14\,000$ avec un rayonnement de corps noir à $37\,000 \text{ K}$ et le cas d'un corps noir à $37\,000 \text{ K}$ ramené à $G_0 = 1$. On constate alors que la couleur n'a qu'une influence mineure sur la distribution d'énergie interne.

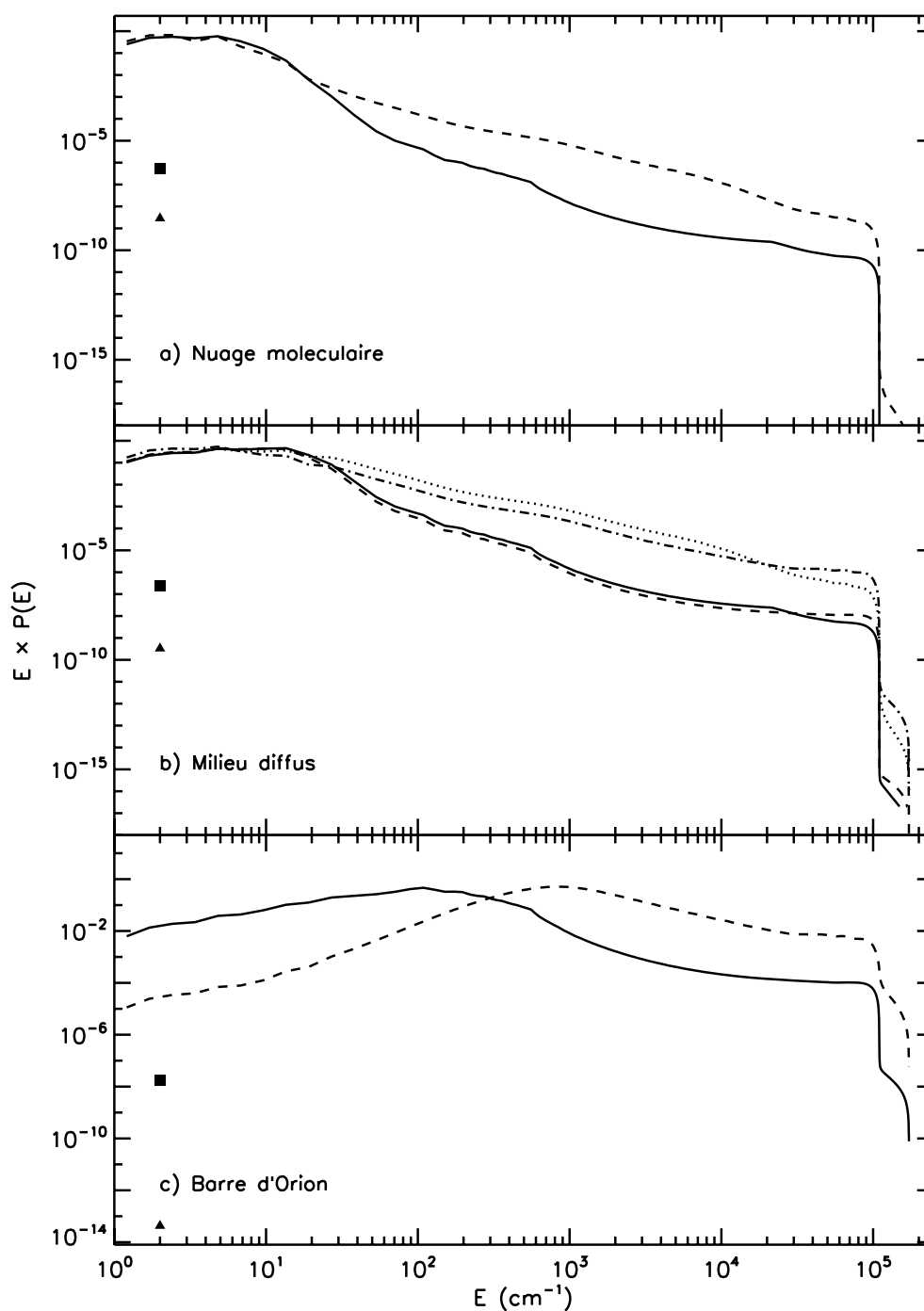


Figure 3.7 - Distribution de l'énergie interne $P(E)$ des PAH interstellaires pour $N_C = 24$ (trait plein et carré pour $P(0)$) et pour $N_C = 216$ (tirets et triangle pour $P(0)$) dans le cas a) des nuages moléculaires ($G_0 = 10^{-2}$), b) du milieu interstellaire diffus et c) de la Barre d'Orion où le champ de rayonnement est la somme de l'ISRF, du Fond Diffus Cosmologique (FDC) et d'un corps noir à 37 000 K correspondant à $G_0 = 14\,000$. A titre de comparaison, on a ajouté dans la figure b) le cas d'un champ de rayonnement du même type que celui de la Barre d'Orion mais ramené à $G_0 = 1$ (courbe en tirets-pointillés pour $N_C = 24$ et en pointillés pour $N_C = 216$).

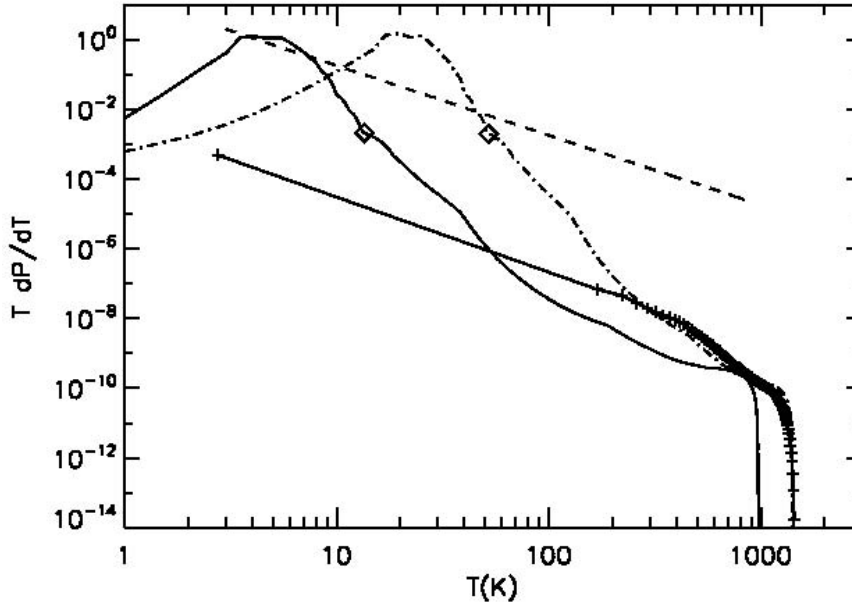


Figure 3.8 - La courbe en trait plein montre notre distribution d'énergie interne pour un PAH avec 50 atomes de carbone convertie en température à l'aide de notre relation énergie/température illustrée dans la Fig. 3.6. Les tirets pointillés montrent ce même modèle mais avec la capacité calorifique de Draine et Li (2001) pour la conversion énergie/température. Les tirets montrent une loi en T^{-2} entre 2.73 et 897 K. Elle correspond à la capacité calorifique utilisée par Draine et Lazarian (1998b). Les croix représentent la distribution de température calculée avec le modèle DUSTEM qui utilise la capacité calorifique de Draine et Li (2001). Enfin, les triangles représentent la position du premier mode vibrationnel ($E_0 = 2040/N_C = 40.8 \text{ cm}^{-1}$).

En effet, on peut voir sur la figure que son maximum est à la même énergie que dans le cas de l'ISRF. Les deux distributions ne diffèrent qu'à plus haute énergie : dans le cas du corps noir, le photon moyen absorbé ayant une énergie plus élevée, le refroidissement prend plus de temps. Mais la position du maximum ne dépend que du taux d'absorption de photons UV/visibles.

♣ Comparaison de $P(E)$ avec d'autres modèles

La Fig. 3.8 montre la distribution de température $P(T)$ équivalente à notre distribution d'énergie interne $P(E)$. La conversion entre l'énergie et la température est faite de deux façons différentes. Dans le premier cas, on l'obtient avec notre capacité calorifique (voir §3.2.5) et dans le second cas, avec celle de Draine et Li (2001). Le rapport E/T étant inférieur avec la nôtre qu'avec celle de Draine et Li (2001), le maximum est décalé à plus haute température. Par ailleurs, on peut comparer la distribution de température que l'on obtient dans le second cas à celle calculée avec le modèle DUSTEM. La capacité calorifique utilisée dans ce modèle thermique d'émission des poussières est celle de Draine et Li (2001). On constate que les deux distributions sont identiques pour $T > 200 \text{ K}$, soit la zone pour laquelle l'approche thermique est valable (Fig. 3.6, §3.2.5). En-deçà de cette température, le modèle DUSTEM place un unique état à 2.73 K, la température du corps noir cosmologique.

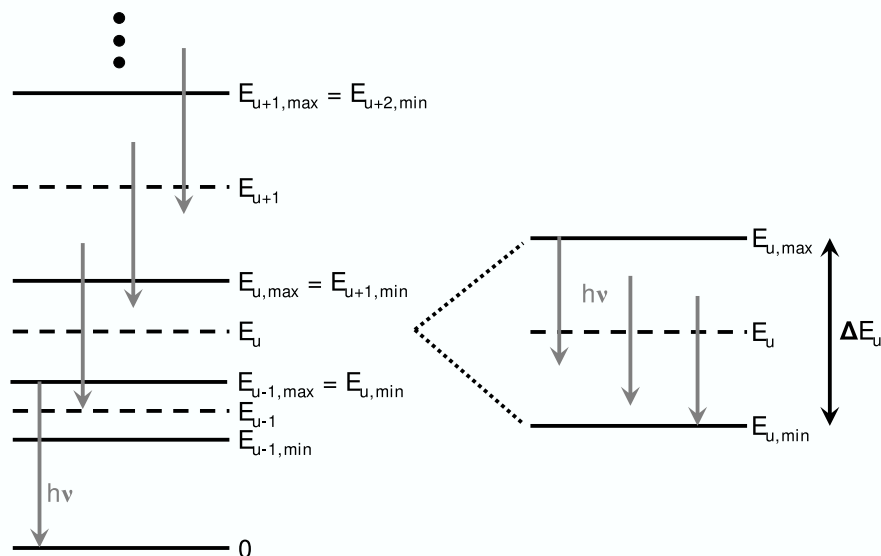


Figure 3.9 - Soit $h\nu$ l'énergie d'un photon IR émis : si $h\nu \leq E_{u,max}$ alors il peut y avoir des transitions interbins à l'origine de l'émission de ce photon (à gauche) et si $h\nu \leq \Delta E_u$ alors il peut également se produire des transitions intrabins (à droite).

3.4 Emission IR rovibrationnelle résultante

3.4.1 Détermination de νF_ν

Considérons deux niveaux d'énergie i et f tels que $E_i < E_f$ et appelons A_{ji} et B_{ji} les coefficients d'Einstein d'émissions spontanée et stimulée. Ces deux probabilités de transitions sont reliées par les relations suivantes :

$$A_{ji} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{ji} \quad (3.20)$$

$$\text{avec } B_{ji} = \frac{c}{h\nu} \sigma_{abs}(\nu) \Delta\nu \quad (3.21)$$

$$\text{ce qui donne } A_{ji} = \frac{8\pi\nu^2}{c^2} \sigma_{abs}(\nu) \Delta\nu \text{ en terme de force d'oscillateur} \quad (3.22)$$

L'énergie émise par une molécule par unité d'angle solide est :

$$F_\nu = h\nu \times A_{ji} \times \mathcal{P}(\nu) \times \frac{1}{4\pi} \quad \text{soit} \quad \nu F_\nu = \frac{2h\nu^4}{c^2} \sigma_{abs}(\nu) \times \Delta\nu \mathcal{P}(\nu) \quad (3.23)$$

où $\mathcal{P}(\nu)$ exprime la probabilité d'émettre un photon d'énergie $h\nu$. Connaissant la distribution d'énergie interne des PAH, il est possible de déterminer leur spectre d'émission IR rovibrationnelle. Pour une molécule ayant N_C atomes de carbone, on a :

$$\nu F_\nu(\nu, N_C) = \frac{2h\nu^4}{c^2} \sigma_{abs}(\nu) \left[\sum_u P_u \sum_{l=0}^{u-1} \frac{g_l}{g_u} \Delta E_u G_{l \rightarrow u}(h\nu) + \sum_u P_u \left(1 - \frac{h\nu}{\Delta E_u} \right) \right] \left[1 + \frac{\lambda^3}{8\pi} u_E \right] \quad (3.24)$$

où la somme sur u représente les contributions des transitions interbins (limitée aux niveaux u tels que $E_{u,max} > h\nu$). La seconde somme représente la contribution des transitions intrabins (limitée aux niveaux d'énergie tels que $\Delta E_u > h\nu$, Fig. 3.9). Le terme proportionnel à u_E donne la contribution de l'émission stimulée.

On obtient le spectre IR total des PAH en se donnant une distribution de tailles $n(N_C)$ pour les PAH :

$$\nu F_\nu(\nu) = \int_{N_C=N_{min}}^{N_{max}} \nu F_\nu(\nu, N_C) \times n(N_C) dN_C \quad (3.25)$$

Dans la suite, on utilise par défaut la distribution de tailles de Mathis *et al.* (1977), dite distribution MRN, telle que $n(a) \propto a^{-3.5}$ soit⁷ $n(N_C) \propto N_C^{-2.25}$. La Fig. 3.10 présente les résultats de ce modèle dans le cas du milieu interstellaire diffus et de la Barre d'Orion. L'émission IR du milieu diffus est bien expliquée avec ce modèle pour une abondance standard du carbone dans les PAH et une fraction de cations importante, comparable aux résultats de Flagey *et al.* (2006). L'accord est également bon dans le cas de la Barre d'Orion avec une déplétion des PAH importante, qui témoigne probablement d'un phénomène de photodestruction non négligeable dans cet environnement fortement excité (Giard *et al.* 1994a).

3.4.2 Comparaison avec un modèle moléculaire

L'estimation du spectre d'émission IR des PAH dépend de l'estimation de leur distribution d'énergie interne $P(E)$. Cette estimation est faite en supposant que l'IVR est toujours réalisée (voir §3.3.1). Or d'après Mulas *et al.* (2006a) et Joblin et Mulas (2008), à basse énergie, les modes sont découplés (le temps de vie radiatif est alors inférieur au temps de redistribution de l'énergie entre les modes). On note E_{dec} l'énergie seuil¹⁰ en dessous de laquelle l'IVR n'est plus réalisée. Quand un PAH atteint E_{dec} , ses populations vibrationnelles ne peuvent plus être décrites par la physique statistique. Elles doivent alors être décrites par des transitions vibrationnelles spécifiques entre des états spécifiques. Les modes à très basse énergie, qu'ils soient actifs ou non, sont donc favorisés par ce découplage des modes à basse énergie¹¹.

Notre modèle suppose que l'IVR est toujours réalisée. Nous avons testé l'influence de cette hypothèse en comparant notre spectre d'émission IR aux spectres calculés par Mulas *et al.* (2006a) qui considèrent le découplage des modes. Cette comparaison est illustrée par la Fig. 3.11. Mulas *et al.* (2006a) montrent que le spectre IR (λI_λ) d'une distribution de petits PAH ($N_C = 18 - 48$) décroît en $\lambda^{-3.3}$ pour $100 \leq \lambda \leq 1000 \mu\text{m}$. Ce résultat est en assez bon accord avec notre modèle, nous obtenons en effet une décroissance en λ^{-3} . Par ailleurs, nous avons calculé la fraction du flux total émis dans chaque mode vibrationnel de la molécule $\text{C}_{24}\text{H}_{12}^+$ (Fig. 3.11). Ces fractions ont des valeurs comparables aux fractions calculées par Joblin et Mulas (2008) en tenant compte du découplage des modes. La seule différence notable concerne la bande à $3.3 \mu\text{m}$. Cela s'explique

⁷ $n(a)da = n(N_C)dN_C$ d'où $a^{-\alpha}da \propto N_C^{-\beta}dN_C$. Avec $a = 0.9 \sqrt{N_C}$, on obtient $da/dN_C = 0.45N_C^{-1/2}$ soit $\beta = (\alpha+1)/2$. Pour $\alpha = 3.5$, on trouve $\beta = 2.25$.

⁹ISOCAM était une caméra IR embarquée sur le satellite ISO, couvrant la bande de 2.5 à $17 \mu\text{m}$ (voir Fig. 3.10).

¹⁰L'énergie seuil E_{dec} dépend de la taille, de l'état d'ionisation et de l'état d'hydrogénation de la molécule considérée. C'est donc une grandeur difficile à contraindre dans le milieu interstellaire. Par ailleurs, jusqu'à maintenant, seules les énergies seuil du pérylène et de l'anthracène ont été mesurées en laboratoire.

¹¹Quand le champ de rayonnement incident est suffisamment intense pour interrompre le refroidissement des PAH, alors ces derniers ont toujours $E > E_{dec}$. Les modes à basse énergie ne sont pas favorisés dans les environnements fortement irradiés.

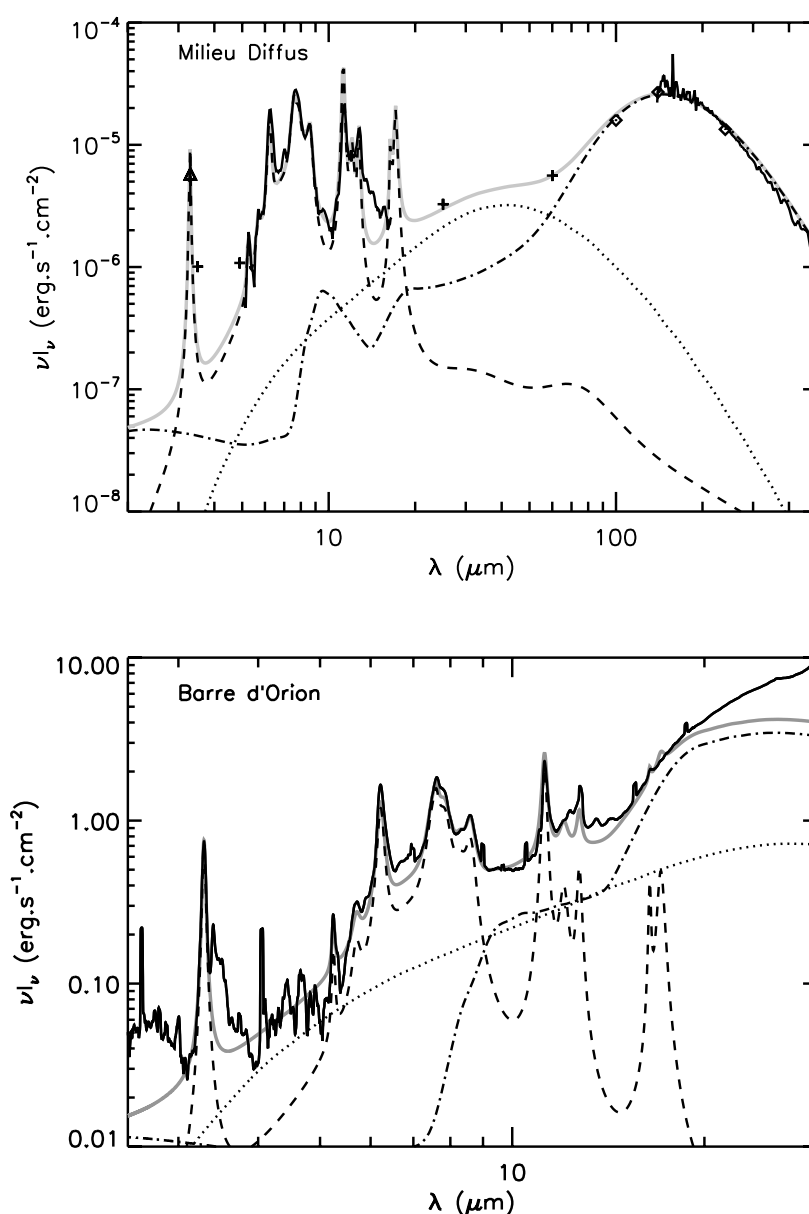


Figure 3.10 - *En haut* : spectre IR du milieu interstellaire diffus (trait plein et symboles) avec une densité de colonne $N_H \sim 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ (Boulanger 2000). Le modèle d'émission de la poussière est superposé en gris. Une distribution de tailles de type MRN a été utilisée pour toutes les populations de grains. La contribution des PAH (tirets) provient du modèle présenté dans ce chapitre avec $N_C = [18 - 96]$ pour un mélange contenant un tiers de PAH neutres pour deux tiers de cations, totalement hydrogénés avec une abondance de carbone de 43 ppm. Les contributions des grains plus grands proviennent de la version mise à jour du modèle de Désert *et al.* (1990) (Compiègne *et al.*, soumis). Les pointillés sont la contribution des VSG graphitiques de rayons $a = 0.9$ à 4 nm pour une abondance du carbone égale à 39 ppm. Les tirets-pointillés représentent la contribution des BG silicatés avec une abondance de Si de 37 ppm pour $a = 0.4$ à 250 nm. *En bas* : spectre IR de la Barre d'Orion (la courbe en trait plein est le spectre ISO-SWS de cette région) avec $N_H \sim 1.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Les paramètres du modèle de poussières sont les mêmes que précédemment sauf pour les PAH qui sont moins abondants (18 ppm de C) et plus ionisés (82 % de cations). On peut par ailleurs remarquer l'émission des petits grains de silicate à $10 \mu\text{m}$, également révélée par des observations ISOCAM⁹ (Cesarsky *et al.* 2000).

par le fait que la section efficace d'absorption déduite des observations astrophysiques est très différente de celle mesurée en laboratoire à cette longueur d'onde.

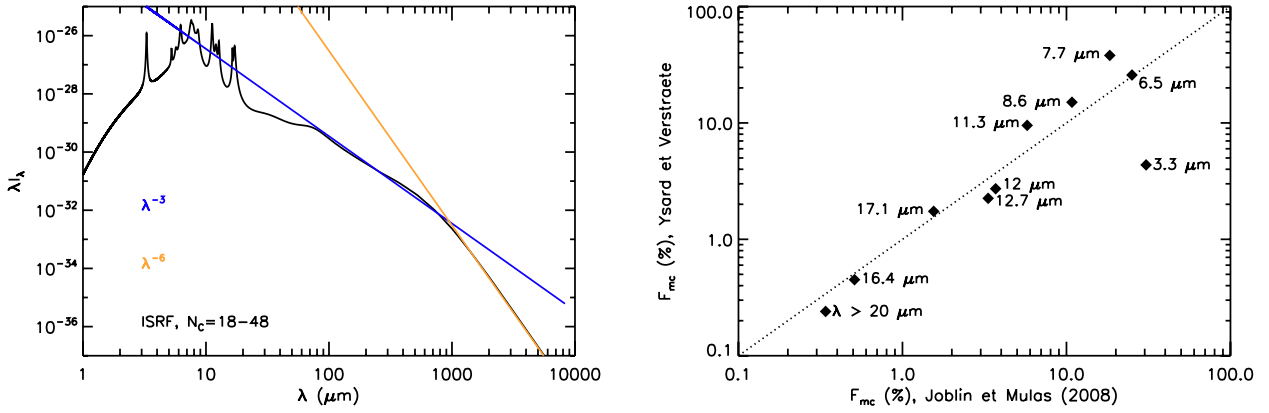


Figure 3.11 - *A gauche* : spectre d'émission IR obtenu avec notre modèle qui considère que l'IVR est réalisée quelle que soit l'énergie interne du PAH. Ce spectre est obtenu pour une distribution de taille de PAH de type MRN avec $N_C = 18 - 48$, illuminée par l'ISRF. *A droite* : pourcentage du flux total émis dans chaque bande vibrationnelle, avec le modèle moléculaire de Joblin et Mulas (2008) qui considèrent le découplage des modes pour $E \geq 500 \text{ cm}^{-1}$ en abscisse et notre modèle sans découplage des modes en ordonnée. Cette figure est faite pour la molécule $\text{C}_{24}\text{H}_{12}^+$, illuminée par l'ISRF. La droite en pointillés est la droite de pente 1.

3.4.3 Importance des photons émis à basse énergie

Nous avons vu au §3.3 qu'une modélisation précise de la distribution d'énergie interne est nécessaire à basse énergie car c'est à ces énergies là que les grains passent la plupart de leur temps. Il est également intéressant de savoir de quels niveaux d'énergie E proviennent les photons émis par les PAH. On peut représenter cela à l'aide de l'équation suivante :

$$C(E) = P_u \sum_{l=0}^{u-1} \frac{g_l}{g_u} \Delta E_u G_{l \rightarrow u}(h\nu_0) + P_u \left(1 - \frac{h\nu}{\Delta E_u} \right) \quad (3.26)$$

La quantité $C(E)$, calculée pour chaque fréquence des 18 modes vibrationnels des PAH (Tab. 3.1 et 3.2), représente le nombre de photons d'énergie $h\nu_i$ émis à partir de la boîte d'énergie E . Les résultats sont présentés sur la Fig. 3.13. On peut ainsi remarquer que la majorité des photons émis par les PAH interstellaires le sont alors que ces derniers sont à faible énergie interne. Ces photons sont souvent négligés lorsqu'on modélise l'émission IR des PAH car ils sont très peu énergétiques. En revanche, dans le cas où l'on cherche à modéliser l'émission de rotation des PAH, ce qui sera détaillé au chapitre 5, c'est alors le nombre de photons émis qui compte et non plus leur énergie. Les photons émis à basse énergie ont donc une très grande importance dans ce cas. Par ailleurs, la Fig. 3.12 montre que l'émissivité à courte longueur d'onde ($3.3 \mu\text{m}$) est dominée par les plus petits PAH avec $N_C \lesssim 100$, qui peuvent être fortement excités par l'absorption d'un seul photon UV. Quand la taille des PAH augmente, l'émissivité à courte longueur d'onde chute et une partie

de plus en plus importante de l'énergie absorbée est réémise à des longueurs d'onde plus grandes. Pour la gamme de tailles considérée ici ($N_C = 18 - 216$), l'émissivité dans l'IR moyen domine (~ 7 à $12 \mu\text{m}$).

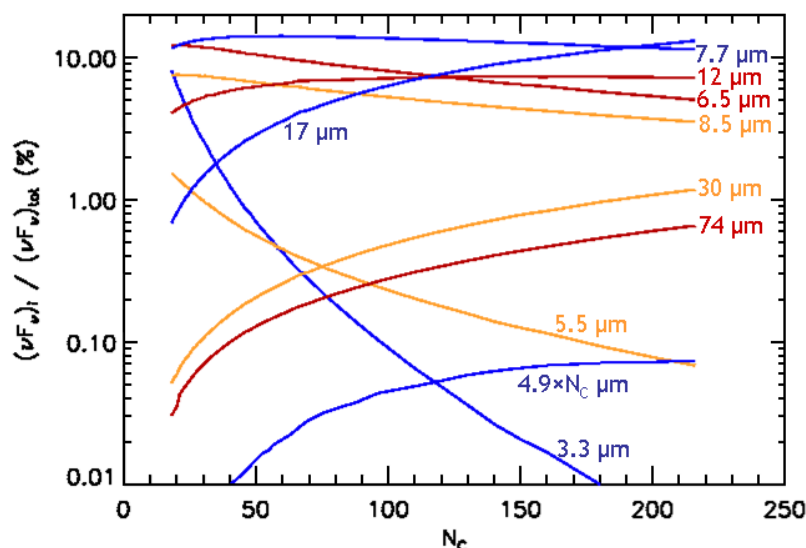


Figure 3.12 - Pourcentage de l'émissivité totale émise dans chaque mode vibrationnel en fonction de la taille des PAH (cations). Dans un souci de lisibilité, certains modes de fréquences proches ont été regroupés en fonction de leur énergie. Le regroupement et les couleurs sont similaires à ceux de la Fig. 3.13.

3.4.4 Emission rovibrationnelle dans le domaine micro-onde

Le spectre d'émission rovibrationnelle des PAH obtenu dans ce chapitre s'étend de l'IR proche au domaine micro-onde ($0.05 \mu\text{m}$ à 8.3 mm). On peut donc s'interroger sur la contribution, négligeable ou non, des transitions de rovibration à l'intensité observée dans l'IR lointain où les gros grains dominent. En effet, si l'émissivité des PAH dans l'IR moyen est strictement proportionnelle à l'intensité du champ de rayonnement G_0 , on peut montrer que la variation de l'émissivité à plus grande longueur d'onde est beaucoup plus lente (Fig. 3.14). L'émissivité des PAH dans l'IR lointain pourrait donc ne pas être négligeable comparée à celle des gros grains dans les régions faiblement irradiées. Pour mener cette étude, on utilise la bande IRIS¹² à $12 \mu\text{m}$ comme référence pour toutes les variations de l'émissivité des PAH à grande longueur d'onde. La manière d'estimer l'intensité du champ de rayonnement sur tout le ciel est détaillée dans le §7.3.2. L'étude a été menée dans la bande WMAP¹³ à 94 GHz et dans les bandes PLANCK LFI et HFI¹⁴ à 70, 100, 143, 217, 353, 545 et 857 GHz.

♣ Variations en fonction de $n(N_C)$, de G_0 et de ν

La Fig. 3.15 donne la valeur du rapport de l'émissivité des PAH dans la bande IRIS à $12 \mu\text{m}$ et de l'émissivité des PAH dans les bandes indiquées ci-dessus en fonction de la distribution de

¹²Improved Reprocessing of the IRAS Survey, voir §7.3.1

¹³Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, voir §6.2.1

¹⁴LFI = Low Frequency Instrument ; HFI = High Frequency Instrument

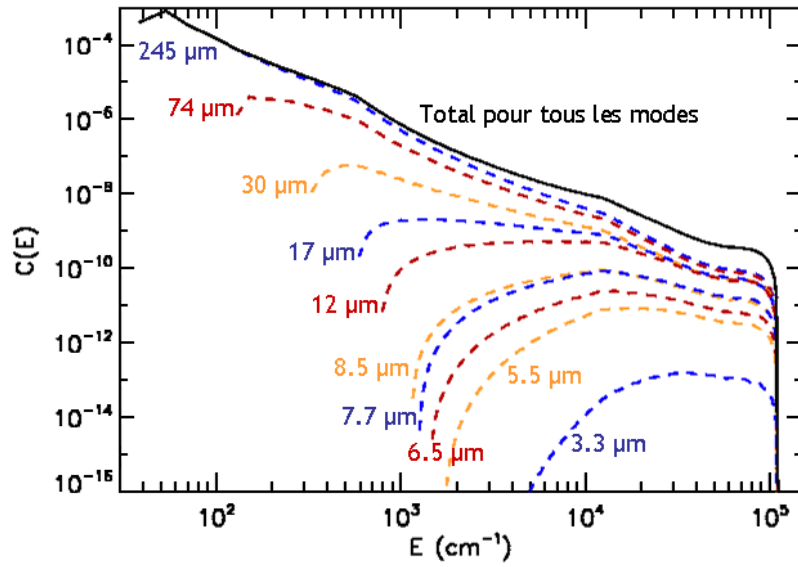


Figure 3.13 - Nombre de photons d'énergie $h\nu_0$, correspondant aux 18 modes vibrationnels décrits dans les Tab. 3.1 et 3.2, émis à partir de la boîte d'énergie E , pour un PAH⁺ avec 50 atomes de carbone illuminé par l'ISRF (tirets colorés). La courbe en trait plein noir est la somme pour toutes les bandes vibrationnelles. Certains modes ont été regroupés en fonction de leur énergie. Le mode à 5.5 μm regroupe les modes à 5.25 et 5.75 μm ; le mode à 6.5 μm les modes à 6.2 et 6.9 μm ; le mode à 7.7 μm les modes à 7.5, 7.6 et 7.8 μm ; le mode à 8.5 μm les modes à 8.3 et 8.6 μm ; le mode à 12 μm les modes à 11.3, 12 et 12.7 μm ; le mode à 17 μm les modes à 16.4 et 17.1 μm .

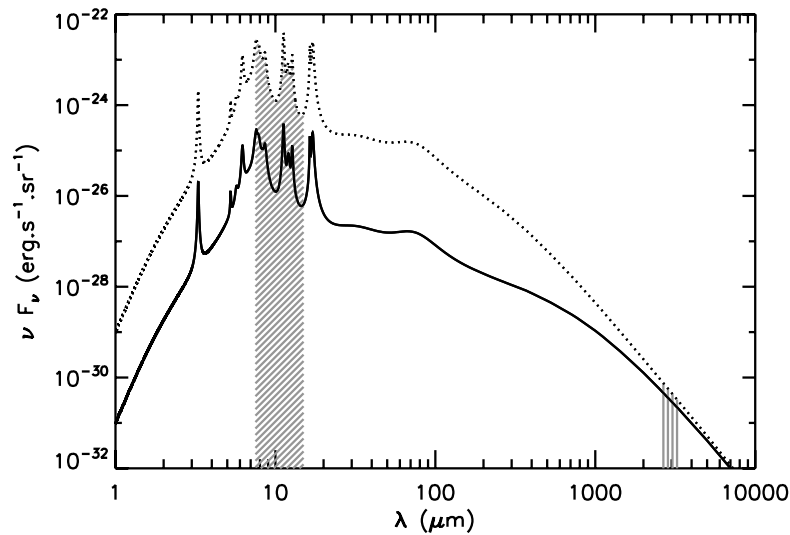


Figure 3.14 - Spectre d'émission rovibrationnelle pour une distribution de PAH avec $N_C = 18 - 216$ et $n(a) \propto a^{-3.5}$. La courbe en trait plein représente le cas de l'ISRF avec $G_0 = 1$ et les pointillés le cas où $G_0 = 100$. La zone hachurée obliquement montre la position et la largeur de la bande IRAS à 12 μm et celle hachurée verticalement la bande WMAP à 94 GHz.

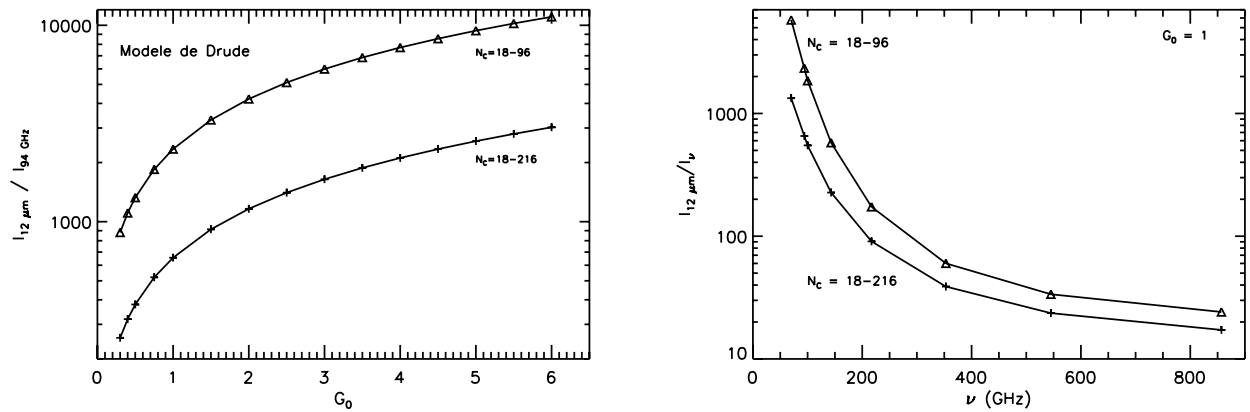


Figure 3.15 - Les figures ont été faites pour deux distribution de tailles : $N_C = 18 - 96$ représentée par les triangles et $N_C = 18 - 216$ représentée par les croix. Une distribution MRN $n(a) \propto a^{-3.5}$ est utilisée dans les deux cas. *A gauche* : rapport de l'émissivité intégrée dans la bande IRAS à $12 \mu\text{m}$ et de l'émissivité intégrée dans la bande WMAP à 94 GHz , en fonction de l'intensité du champ de rayonnement. *A droite* : rapport de l'émissivité intégrée dans la bande IRAS à $12 \mu\text{m}$ et dans la bande WMAP à 94 GHz , les bandes LFI à 70 et 100 GHz , et les bandes HFI à $143, 217, 353, 545$ et 857 GHz , calculé pour $G_0 = 1$.

tailles considérée, de l'intensité du champ de rayonnement et de la fréquence. On peut tout d'abord remarquer que lorsqu'on tronque la distribution de tailles à 96 atomes de carbone (soit $\sim 9 \text{ \AA}$) au lieu de l'étendre jusqu'à $N_C = 216$ (soit $\sim 13 \text{ \AA}$), l'émissivité à grande longueur d'onde est diminuée par rapport à celle dans l'IR moyen. On note également que le rapport $I_{12 \mu\text{m}} / I_{94 \text{ GHz}} = 3.2 \text{ mm}$ n'augmente pas de façon monotone avec G_0 : l'importance de l'émissivité dans le FIR et dans le domaine micro-onde par rapport à l'IR moyen est beaucoup plus grande pour des valeurs de G_0 faibles que pour de plus grandes valeurs. D'où la possibilité que l'émissivité des PAH dans le domaine micro-onde pourrait ne pas être négligeable dans les régions faiblement irradiées, d'autant plus que les gros grains sont plus froids dans ce type de régions. Par ailleurs, la Fig. 3.15 présente également les variations du rapport $I_{12 \mu\text{m}} / I_{94 \text{ GHz}}$ dans le cas où $G_0 = 1$: quand la fréquence augmente, l'émissivité à grande longueur d'onde augmente.

♣ Comparaison avec l'émission des gros grains

Nous sommes donc maintenant à même de comparer l'émissivité des PAH dans l'IR lointain et le domaine micro-onde, connaissant leur émissivité à $12 \mu\text{m}$, à l'émissivité des gros grains. La Fig. 3.16 présente les résultats pour les distributions de tailles et les fréquences citées précédemment. On constate tout d'abord que les résultats obtenus sont dépendants de la distribution de tailles. Dans le cas où l'on prend la distribution de tailles tronquée, la contribution des PAH est négligeable presque partout sur le ciel alors qu'elle ne l'est plus lorsqu'on considère la présence de "gros" PAH. Ce sont donc ces gros PAH avec plus de 100 atomes de carbone qui sont responsables de l'émissivité à grande longueur d'onde. Par ailleurs, les résultats obtenus ici l'ont été en modélisant les modes vibrationnels avec des profils de Lorentz ayant des queues en ν^2 . Changer la forme de ces profils pourrait donc augmenter ou diminuer la contribution des PAH à l'émissivité submillimétrique.

Finkbeiner *et al.* (1999) ont montré que pour $\nu \geq 500 \text{ GHz}$, le spectre des gros grains est compatible avec un modèle tel que $\beta = 2$ ($I_\nu \propto B_\nu(T)\nu^\beta$) mais qu'à plus basses fréquences, il y

a plus d'émission que ce que prédit ce modèle. Cela est généralement expliqué de deux manières différentes : la première explication tient au fait que l'indice spectral est susceptible de varier sur une aussi large gamme de fréquences (Meny *et al.* 2007). Boudet *et al.* (2005) ont montré au cours d'expériences en laboratoire que pour les silicates amorphes, β varie effectivement avec la fréquence. La deuxième explication fait appel à deux populations de grains de températures et d'indices spectraux différents (Finkbeiner *et al.* 1999; Bourdin *et al.* 2002). Nous apportons donc ici un nouvel élément de réponse : les transitions de rovibration des PAH pourraient également contribuer à l'aplatissement du spectre d'émission observé pour les basses fréquences. Tester cette hypothèse observationnellement risque cependant d'être compliqué vu le niveau de flux de cette contribution. Elle pourrait éventuellement être testée à l'aide d'observations en polarisation. En effet, si l'émission des gros grains est polarisée, on ne s'attend pas en revanche à ce que celle des PAH le soit. En mesurant le taux de polarisation pour $100 \leq \nu \leq 500$ GHz, on pourrait estimer une valeur limite pour la contribution des PAH à l'intensité totale. Cependant, les variations du taux de polarisation attendues sont très faibles : si on suppose que les PAH contribuent à l'émissivité dans le FIR à hauteur de 10 % de l'émissivité totale, alors la variation sera de l'ordre de quelques pourcents seulement. L'émission rovibrationnelle des PAH sera dans tous les cas négligeable par rapport à l'émission des gros grains dans le domaine FIR/submillimétrique.

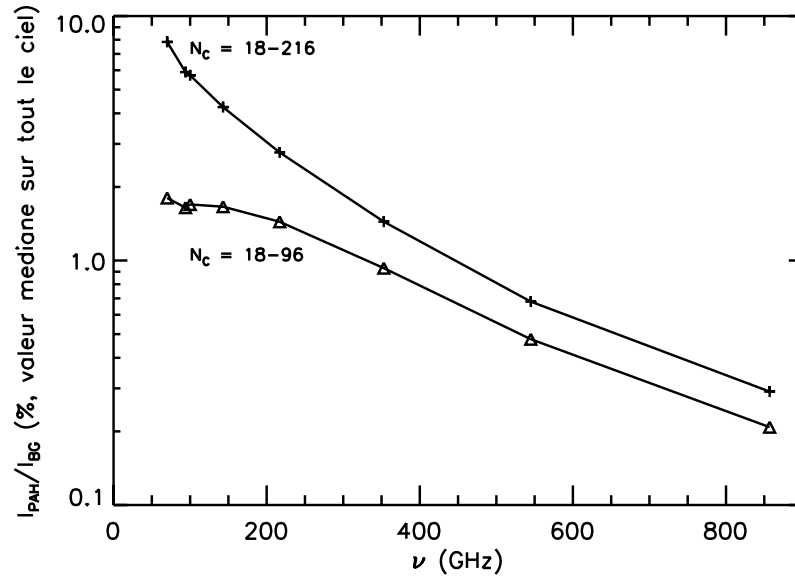


Figure 3.16 - Rapport de l'émissivité des PAH à celle des BGs dans l'IR lointain (en %) (70, 94, 143, 217 et 353 GHz) pour deux distributions de tailles données : $N_C = 18 - 96$ (croix) et $N_C = 18 - 216$ (triangles) avec $n(a) \propto a^{-3.5}$.

3.5 Conclusions

Ce chapitre présente les propriétés d'absorption et d'émission des PAH interstellaires : la position et la largeur des modes vibrationnels sont fixées quels que soient la taille et l'état d'ionisation des molécules. Cependant il existe des variations aussi bien au niveau de la position et de la largeur que de l'intensité des bandes d'émission des PAH en fonction des objets observés et de leur

position à l'intérieur d'un objet donné (Draine et Li 2007; Berné *et al.* 2007; Peeters *et al.* 2002). Certaines des variations observées, comme la variation des rapports de bandes, peuvent être expliquées par des variations de l'ionisation et/ou de l'hydrogénation et/ou de la taille des PAH. Par ailleurs, Hudgins *et al.* (2005) ont montré que l'existence de PAH contenant des hétéroatomes (azote) dans le milieu interstellaire pourrait expliquer la modification de la position centrale de la bande à $6.2 \mu\text{m}$ par exemple. Nous avons pris le parti de modéliser un spectre d'émission moyen qui permet de reproduire de façon satisfaisante le spectre d'émission d'un cirrus galactique (le Caméléon) et d'une PDR (la Barre d'Orion) à l'aide d'un mélange de PAH neutres et ionisés.

Par ailleurs, nous mettons en évidence le fait que la majorité des photons émis par les PAH le sont quand ces derniers sont à faible énergie interne. Ces photons, très peu énergétiques, sont souvent négligés quand on modélise l'émissivité IR des PAH. Ils sont cependant très importants quand on étudie leur rotation car c'est alors le nombre de photons émis qui compte plus que leur énergie (voir chapitre 5). Nos résultats sont cependant en accord avec les modèles thermiques puisque l'émissivité IR est bien dominée par l'émissivité dans l'IR moyen ($7 \leq \lambda \leq 12 \mu\text{m}$).

Nous montrons également que l'émission rovibrationnelle des PAH pourrait contribuer à l'émissivité des grains dans l'IR lointain et le submillimétrique et ainsi participer aux variations de l'indice spectral constatées pour $\nu \leq 500 \text{ GHz}$ dans les régions faiblement irradiées. On s'attend cependant à ce que cette contribution reste faible comparée à celle des gros grains ($< 10 \%$).

EMISSION MICRO-ONDE ANORMALE

Sommaire

4.1	L'émission anormale	63
4.1.1	Qu'est-ce que l'émission anormale ?	63
4.1.2	Les explications proposées	65
4.2	Modèles de rotation précédents	69
4.2.1	Le modèle de Ferrara et Dettmar (1994)	69
4.2.2	Le modèle de Rouan et al. (1992/1997)	69
4.2.3	Le modèle de Draine et Lazarian (1998b)	70
4.2.4	Pourquoi un nouveau modèle ?	71

4.1 L'émission anormale

4.1.1 Qu'est-ce que l'émission anormale ?

La mesure des fluctuations du fond diffus cosmologique (CMB pour *Cosmologic Microwave Background*, corps noir à 2.7 K) permet de connaître les conditions initiales de la formation de l'Univers et de déterminer la valeur des paramètres cosmologiques (constante de Hubble, densités de matière brillante et sombre, ...). Depuis les premières mesures faites avec le satellite COBE¹ en 1992, la sensibilité et la résolution angulaire des instruments d'observation au sol (CBI², TOCO³...), en vols ballon (BOOMERanG⁴, Maxima⁵, Archeops⁶...) ou dans l'espace (WMAP⁷...) n'ont cessé de s'améliorer. L'étude de ces fluctuations ne peut se faire qu'après la soustraction,

¹C0smic Background Explorer, <http://aether.lbl.gov/www/projects/cobe/>

²Cosmic Background Imager, <http://www.astro.caltech.edu/~tjp/CBI/>

³Du nom du mont Chilien El Toco situé à proximité de l'instrument, <http://www.physics.princeton.edu/cosmology/mat/>

⁴Balloon Observations Of Millimetric Extragalactic Radiation ANd Geophysics, http://www.astro.caltech.edu/~lgg/boomerang_front.htm

⁵Millimeter Anisotropy eXperiment IMaging Array, <http://cosmology.berkeley.edu/group/cmb/>

⁶<http://www.archeops.org/>

⁷Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, <http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/current/>

aussi précise et réaliste que possible, des avant-plans Galactiques. Ces avant-plans Galactiques sont les suivants : l'émission synchrotron, le rayonnement de freinage (ou free-free), l'émission thermique des gros grains et "l'émission anormale".

Ce dernier avant-plan a été découvert par Kogut *et al.* (1996) à l'aide des données à 4 ans de l'instrument DMR (Differential Microwave Radiometer) de COBE. Il s'agit d'un excès inattendu (d'où le terme "anormale") d'émission Galactique entre 30 et 90 GHz, corrélé aux cartes DIRBE⁸ dans l'IR lointain mais pas avec l'émission synchrotron Galactique. Un an plus tard, Leitch *et al.* (1997) à l'Observatoire radio de la vallée Owens confirmèrent l'existence de cet excès (dans deux bandes d'observation : 14.5 et 32 GHz), et montrèrent sa corrélation avec l'émission des gros grains dans la bande à 100 μm des données du satellite IRAS⁹. de Oliveira-Costa *et al.* (1997) ont quant à eux détecté cet excès en bandes Ka (33 GHz) et Q (41 GHz) avec des données Saskatoon¹⁰. Ils ont confirmé sa corrélation avec l'émission thermique des gros grains dans les bandes DIRBE à 100, 140 et 240 μm et ont également montré que cet excès n'est pas corrélé avec l'émission synchrotron à 408 MHz (Haslam *et al.* 1981) et 1420 MHz (Reich et Reich 1988). Par la suite, Draine et Lazarian (1998a); de Oliveira-Costa *et al.* (2002); Banday *et al.* (2003) ont montré que cette émission ne pouvait être expliquée par les mécanismes d'émission classiques connus dans cette gamme de fréquences : en effet, elle n'est pas corrélée avec le synchrotron, et est bien trop brillante pour être expliquée par l'émission free-free tracée à l'aide de la transition $\text{H}\alpha$. Entre temps, des observations à basses fréquences (de 8 à 15 GHz) ont montré que l'émission anormale a un spectre croissant dans cette gamme de fréquence (de Oliveira-Costa *et al.* 1999; Banday *et al.* 2003; Finkbeiner *et al.* 2004; Davies *et al.* 2006) ; les données WMAP montrent qu'elle a un spectre décroissant au-delà de 20 GHz, avec un maximum d'émission entre 20 et 30 GHz (Gold *et al.* 2008). Ces résultats rendent toute explication à l'aide des émissions free-free et synchrotron impossible. A ce stade, toutes les observations disponibles semblent indiquer que l'émission anormale est liée à la poussière interstellaire. La communauté a donc cherché à savoir à quel type de grains elle est plus particulièrement liée. Lagache (2003) a ainsi montré que l'émission anormale décroît quand la densité de colonne de l'hydrogène N_{HI} croît, contrairement à l'émission de la poussière dans l'IR lointain qui reste relativement constante. Cela indique que l'émission anormale n'est vraisemblablement pas associée à l'émission des gros grains. En revanche, cette décroissance est caractéristique du comportement de l'émission des plus petits grains dans les nuages interstellaires denses. D'autre part, Casassus *et al.* (2006a) ont mené une étude sur un nuage dense, LDN 1622. Ceux-ci ont montré que l'émission anormale à 31 GHz mesurée par l'instrument CBI (Cosmic Background Imager) est mieux corrélée avec l'émission dans les bandes IRAS à 12 et 25 μm qu'avec l'émission à 60 et 100 μm (Fig. 4.1). Ces deux études suggèrent donc que l'émission anormale n'est pas liée aux gros grains mais plutôt aux très petits, i.e. aux PAH interstellaires ou aux VSG.

Par ailleurs, l'émission anormale est aujourd'hui aussi bien observée à grande échelle sur tout le ciel qu'à petite échelle dans des nuages interstellaires dont les caractéristiques physiques sont variées : elle est détectée aussi bien dans des régions HII (Dickinson *et al.* 2006a, 2007) que dans des nuages denses et froids (Watson *et al.* 2005; Casassus *et al.* 2006b) ou bien encore dans des nébuleuses planétaires (Casassus *et al.* 2004, 2007). Le tableau 4.1 donne un aperçu des données disponibles aujourd'hui. Dans les cas où ces valeurs sont disponibles, on constate que l'émission anormale est corrélée spatialement à l'émission des poussières (la plupart de ces études ont été

⁸Diffuse Infrared Background Experiment, http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/dirbe_overview.cfm

⁹InfraRed Astronomical Satellite, <http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/iras/>

¹⁰Du nom de la ville où est localisé le télescope, <http://www.physics.princeton.edu/cosmology/sk/>

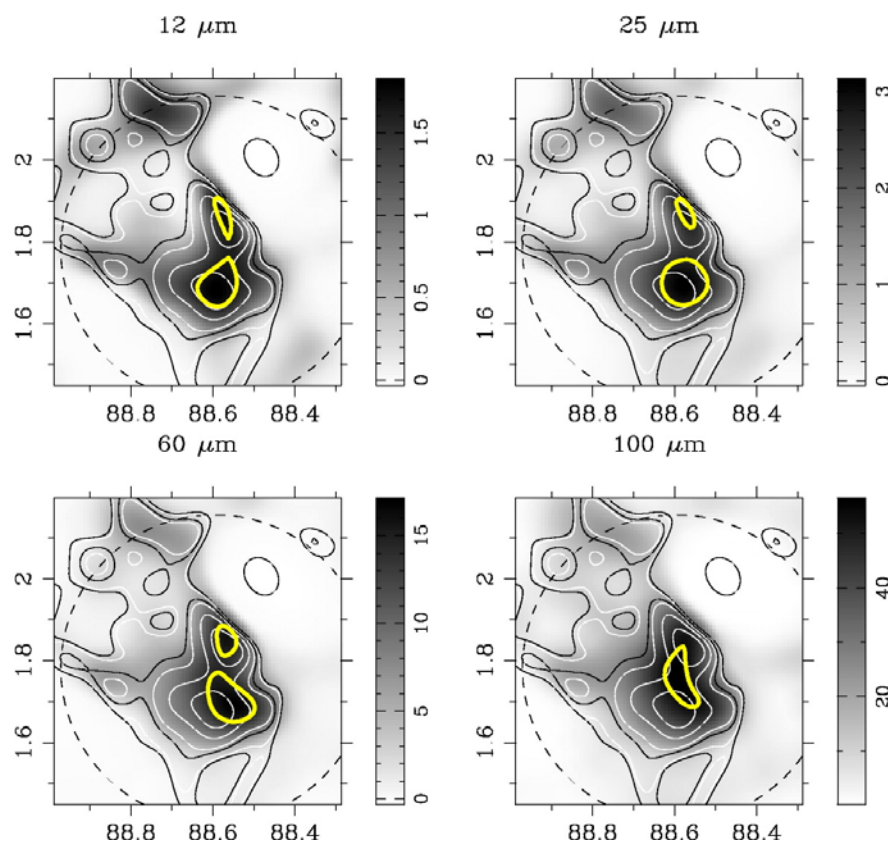


Figure 4.1 - Comparaison de l'émission anormale à 31 GHz avec l'émission des poussières interstellaires dans les bandes IRAS à 12, 25, 60 et 100 μm (Casassus *et al.* 2006a). Toutes les intensités sont en MJy.sr^{-1} . L'échelle grisée représente l'émission IR et les contours noirs l'émission à 31 GHz. Les contours jaunes épais montrent les bandes IRAS pour un certain pourcentage de l'intensité maximale : 89% pour la bande à 12 μm , 85% à 25 et 60 μm , et 95% à 100 μm .

menées avec la bande IRAS à 100 μm) et que son taux de polarisation est faible ($< 5\%$). Cette corrélation de l'émission anormale avec l'émission des gros grains à 100 μm n'est cependant pas une preuve que c'est à ces grains là qu'elle est liée. La recherche de corrélations avec l'émission des petits grains (12-25 μm) n'a été que rarement menée : en effet, la contribution de la lumière zodiacale à ces fréquences est importante (émission thermique des poussières interplanétaires pi-quant à 25 μm). Cela rend difficile l'extraction de la contribution des petits grains.

4.1.2 Les explications proposées

Devant la nécessité de comprendre cette nouvelle composante de l'émission Galactique, Draine et Lazarian (1998, 1999) ont proposé deux mécanismes différents pour expliquer l'émission anormale : l'émission dipolaire électrique de très petits grains en rotation (1998) et l'émission dipolaire magnétique de gros grains ayant des propriétés magnétiques (1999).

♣ Emission dipolaire magnétique (Draine et Lazarian 1999)

Aux fréquences IR et optique, il est courant de négliger les propriétés magnétiques des grains quand on modélise leur absorption et/ou leur émission. Ceci est justifié dans la mesure où la plu-

Tableau 4.1 - Aperçu des données disponibles. Pour chaque région, on donne l'émissivité, les facteurs de corrélation avec les bandes IRAS à 12 et 100 μm , le taux de polarisation et les auteurs. Les instruments avec lesquels ces données ont été obtenues sont : CBI (Cosmic Background Imager) à 31 GHz, WMAP (Wilkinson Anisotropy Probe) à 23 GHz, COSMOSOMAS (COSMOlogical Structures On Medium Angular Scales) de 10 à 15 GHz, SIMBA (Sest Imaging Bolometer Array sur le télescope SEST) à 1.2 mm.

Sources	Emissivité $\mu\text{K}(\text{MJy}/\text{sr})^{-1}$	Corrél. (100 μm)	Corrél. (12 μm)	Taux de polar.	Référence
Tout le ciel					
Tout le ciel (WMAP)	10.9 \pm 1.1	-	-	-	Davies <i>et al.</i> (2006)
Régions HII					
6 régions (CBI)	3.3 \pm 1.7	“bonne”	-	<0.6%	Dickinson <i>et al.</i> (2007)
LPH96 (CBI)	5.8 \pm 2.3	0.9	-	-	Dickinson <i>et al.</i> (2006a)
Nuages moléculaires					
5 régions (WMAP)	11.2 \pm 1.5	0.9	-	-	Davies <i>et al.</i> (2006)
LDN 1622 (CBI)	24.1 \pm 0.7	0.62	0.78	-	Casassus <i>et al.</i> (2006a)
G159.6-18.5 (Cosmosomas)	17.8 \pm 0.3	“bonne”	-	3.4 $^{+1.5\%}_{-1.9\%}$	Watson <i>et al.</i> (2005)
Nébuleuse planétaire					
Hélice (SIMBA, WMAP, CBI)	4.8 ? mJy	“bonne”	-	-	Casassus <i>et al.</i> (2004)
40 régions (CBI)	18-2578	-	-	$\lesssim 10\%$	Casassus <i>et al.</i> (2007)

part des matériaux ont une réponse magnétique négligeable quand ils sont soumis à des champs magnétiques oscillant à des fréquences supérieures à 100 GHz. En effet, le magnétisme est dû à l'organisation des spins des électrons et la fréquence maximale pour laquelle le spin des électrons s'oriente est la fréquence de précession d'un électron dans le champ local : elle n'excède jamais 20 GHz. Les champs électriques ont eux une influence sur la distribution de charges des électrons pour des fréquences d'oscillation allant jusqu'à 10^{16} Hz (dans l'UV). Aux fréquences micro-ondes qui nous intéressent, les champs électrique et magnétique ont une influence sur l'absorption et l'émission des grains ($\sigma_{abs} = \sigma_{dip\grave{o}le\ électrique} + \sigma_{dip\grave{o}le\ magnétique}$). L'émission dipolaire magnétique provient ainsi des fluctuations thermiques de la magnétisation des grains (autrement dit du changement de direction de leur moment magnétique). L'intensité de ces fluctuations dépend des propriétés magnétiques du matériau considéré : Draine et Lazarian (1999) considèrent les cas de matériaux paramagnétiques, superparamagnétiques, ferromagnétiques et ferrimagnétiques (voir Annexe 7.5). Lors du calcul de l'émission dipolaire magnétique, la dépendance aux propriétés magnétiques des matériaux va apparaître dans la susceptibilité magnétique χ ou la perméabilité magnétique $\mu = \mu_1 + i\mu_2 = 1 + 4\pi\chi$. Draine et Lazarian (1999) montrent que l'émissivité par atome d'hydrogène du dipôle magnétique pour un grain (avec V le volume par atome d'hydrogène) est :

$$\frac{j_\nu}{n_H} = \frac{n_{gr}}{n_H} \sigma_{abs}^{dm} B_\nu(T) = \frac{n_{gr}}{n_H} \frac{V}{c^3} \frac{4\pi}{\exp(h\nu/kT) - 1} \frac{h\nu^4}{(\mu_1 + 1)^2 + \mu_2^2} \quad (\text{en erg.s}^{-1}.\text{sr}^{-1}.\text{Hz}^{-1}/\text{H}) \quad (4.1)$$

avec T la température des grains et n_{gr} leur densité. Les spectres d'émission dipolaire magnétique résultants sont présentés sur la Fig. 4.2. Draine et Lazarian (1999) concluent que si une grande partie du fer interstellaire est incluse dans les grains alors il est possible qu'une partie de l'émission anormale soit expliquée par l'émission dipolaire magnétique. En effet la composante anormale ne

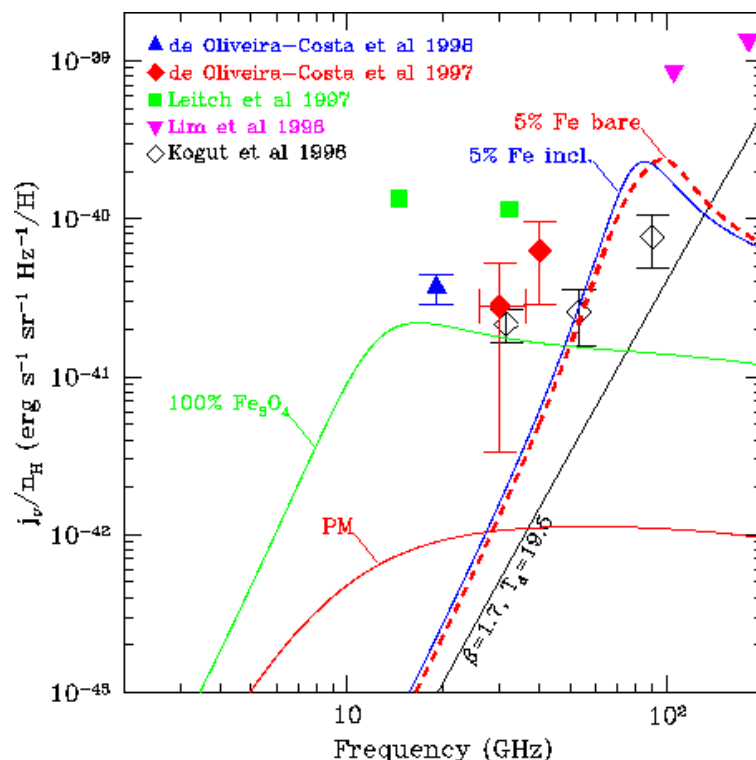


Figure 4.2 - Prédications pour l'émission dipolaire magnétique dans le cas de : (1) grains de silicate paramagnétiques contenant 100% du Fe, du Mg et du Si (courbe rouge en trait plein); (2) grains de Fe_3O_4 contenant 100% du Fe (matériau ferrimagnétique, courbe verte); (3) 5% du Fe, métallique, est présent dans les grains sous forme d'inclusions (matériau superparamagnétique, courbe bleue) ou sous forme de billes de Fe (matériau ferrimagnétique, courbe rouge en pointillés). L'émission vibrationnelle des gros grains est également montrée avec un indice spectral de 1.7 (courbe noire). Les observations sont issues des données de Kogut *et al.* (1996), losanges vides; de de Oliveira-Costa *et al.* (1997), losanges pleins; de Leitch *et al.* (1997), carrés pleins; de Lim *et al.* (1996), triangles roses. D'après Draine et Lazarian (1999).

peut être totalement expliquée par ce processus. Si on considère le cas des inclusions de Fe ou de billes de Fe, la forme du spectre n'est pas satisfaisante puisque ce dernier est piqué autour de 70 GHz et décroît très rapidement pour les fréquences plus courtes. Ensuite les candidats matériaux contenant 100 % du Fe produisent des spectres de forme compatible avec l'émission anormale, cependant leur émissivité dipolaire magnétique n'est pas assez grande pour rendre compte des observations.

Par ailleurs, Draine et Lazarian (1999) montrent que si les grains interstellaires ont des propriétés magnétiques telles que celles décrites précédemment, ils devraient être capables de s'aligner avec le champ magnétique Galactique. L'émission dipolaire magnétique doit donc être polarisée, le taux de polarisation dépendant de la fréquence. Draine et Lazarian (1999) ont modélisé les cas ferromagnétiques et superparamagnétiques : ils montrent que ces grains magnétiques doivent être à l'origine d'une signature en polarisation de forme complexe, cette forme dépendant d'une part de la manière dont les grains sont magnétisés et d'autre part de leur forme. Draine et Lazarian (1999) montrent que le taux de polarisation peut atteindre 30 %.

♣ Emission dipolaire électrique de grains en rotation rapide

La deuxième explication avancée par Draine et Lazarian pour rendre compte de l'émission anormale est l'émission dipolaire électrique de grains en rotation rapide. Les détails concernant ce modèle sont donnés au §4.2.3 et on peut voir les spectres correspondants sur la Fig. 4.3. La forme du spectre semble être mieux reproduite avec le modèle de rotation qu'avec le modèle d'émission dipolaire magnétique. De plus, le moment dipolaire électrique étant plus grand que le moment dipolaire magnétique, l'émission anormale pourrait être dominée par l'émission dipolaire électrique de très petits grains en rotation. Cependant, la présence d'émission dipolaire magnétique ne peut être exclue pour l'instant. Lazarian et Draine (2000) ont estimé le taux de polarisation attendu pour l'émission dipolaire électrique : il ne devrait pas excéder 7 % à 2 GHz, 5 % à 10 GHz et 0.5 % au-delà de 30 GHz. Avec les missions Planck LFI et HFI, il devrait être possible de quantifier dans quelle mesure ces deux mécanismes interviennent dans l'émission micro-onde et si l'émission dipolaire magnétique est effectivement marginale. Bien que le domaine spectral de Planck ne soit pas optimal pour l'observation de l'émission anormale, son apport devrait être double pour la connaissance de cette composante : la polarisation et une résolution angulaire deux fois meilleure à 30 GHz qu'avec les données WMAP.

Dans toute la suite de ce manuscrit, nous allons donc concentrer notre attention sur la modélisation de l'émission dipolaire électrique de petits grains en rotation. L'analyse des données exposée dans les chapitres suivants sera faite à l'aide de cette dernière.

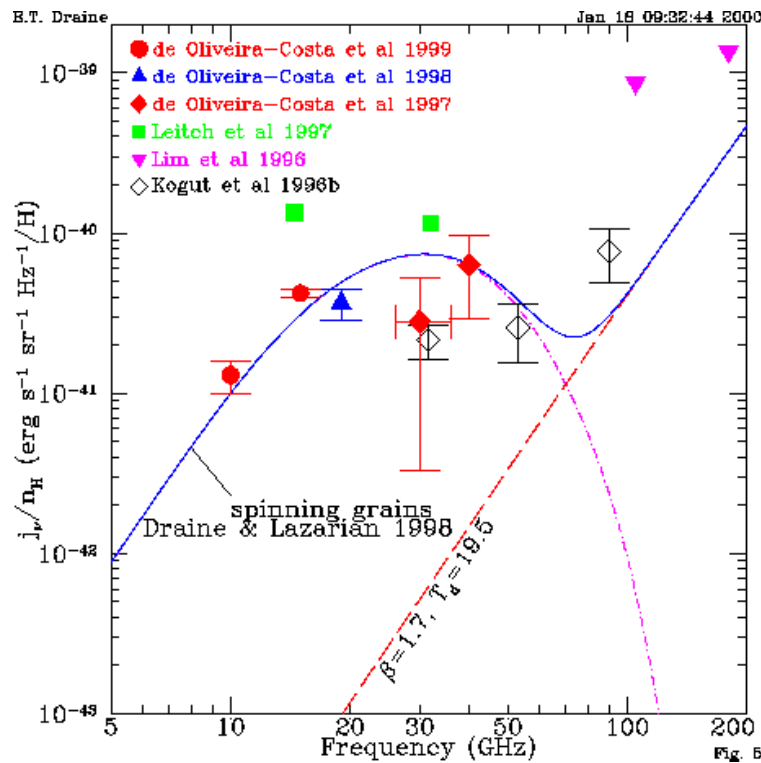


Figure 4.3 - Emissivité par atome d'hydrogène dans le cas du milieu neutre et froid (CNM, courbe tirets- pointillés rose). La courbe bleue est la somme de cette composante et de l'émissivité vibrationnelle des gros grains (courbe tirets rouges). Les observations sont des données Tenerife (cercles rouges), COBE DMR (losanges vides), Saskatoon (losanges rouges), observatoire radio de la vallée Owens (carrés verts) et MAX5 (Microwave Anisotropy Experiment, triangles roses).

4.2 Modèles de rotation précédents

4.2.1 Le modèle de Ferrara et Dettmar (1994)

De nombreuses galaxies spirales, par exemple la Voie Lactée, possèdent un disque d'émission $H\alpha$ dans leur plan (Franco *et al.* 1991; Keppel *et al.* 1991). Ferrara et Dettmar (1994) ont modélisé l'émission de rotation des grains chargés présents dans cette couche de gaz ionisé. La vitesse de rotation ω_B des grains est évaluée en supposant que ces derniers ont un mouvement Brownien :

$$\frac{3}{2}kT_{eff} = E_{rot} = \frac{1}{2}I\omega_B^2 \quad (4.2)$$

avec T_{eff} la température caractéristique du mouvement et I le moment d'inertie du grain. En moyenne E_{rot} est répartie équitablement dans les trois degrés de liberté rotationnels : $\omega_x^2 I_x = \omega_y^2 I_y = \omega_z^2 I_z$. Le moment angulaire tend à s'aligner avec l'axe de plus grand moment d'inertie ; en effet, si $I_x < I_y < I_z$ alors $L_x < L_y < L_z$. On obtient alors : $\omega_B = \sqrt{3kT_{eff}/I}$. Si les seuls processus capables d'exciter la rotation des grains étaient les collisions avec les atomes du gaz suivies de l'évaporation de ces mêmes atomes, alors T_{eff} serait la moyenne de la température de la poussière et de la température d'évaporation. En réalité des contributions non thermiques interviennent : l'effet photoélectrique, l'émission et l'absorption de photons et la formation de H_2 à la surface des grains. Ferrara et Dettmar (1994) ont montré que $T_{eff} \sim T_e/2$ avec T_e la température des électrons.

Ferrara et Dettmar (1994) ont montré que dans le cas d'un gaz chaud et peu dense, avec des grains de 3 \AA à $0.25 \text{ }\mu\text{m}$, l'émission de rotation est produite dans l'intervalle de $3.1 \times 10^4 \text{ Hz}$ à 620 GHz . La coupure à haute fréquence ν_C dépend directement de la plus petite taille de grains présente dans le milieu. Cependant, leur modèle présente une limitation : n'ayant pas inclus le refroidissement radiatif dans leurs calculs, le spectre de rotation qu'ils obtiennent est donc toujours croissant en fonction de la fréquence. En effet ce sont les plus petits grains qui émettent à plus haute fréquence et c'est pour eux que le refroidissement radiatif est le plus important : le ralentissement radiatif domine le ralentissement collisionnel pour $a \lesssim 10 \text{ \AA}$. Ce modèle a cependant été la première tentative pour montrer que l'émission de rotation des grains interstellaires est détectable et utile pour contraindre les propriétés de la poussière.

4.2.2 Le modèle de Rouan et al. (1992/1997)

Les travaux de Rouan *et al.* (1992) ont pour but de modéliser la physique de la rotation des PAH interstellaires dans des environnements interstellaires variés. Ils examinent d'un point de vue statistique toutes les interactions entre les PAH et leur environnement donnant lieu à un échange de moment angulaire ΔJ . Les processus considérés sont : les collisions gaz-grains et l'émission de photons IR.

Rouan *et al.* (1992) montrent que le processus dominant pour la rotation est l'émission rovibrationnelle IR et que c'est l'asymétrie des probabilités d'émission avec $\Delta J = +1$ ou -1 qui limite la croissance du moment angulaire. Ils concluent également que le moment angulaire précède autour du champ magnétique local (précession de Larmor) mais qu'il n'y a pas d'alignement par le mécanisme de Davis-Greenstein : la modification du moment angulaire par émission de photons IR est plus rapide. Les hypothèses simplificatrices faites par Rouan *et al.* (1992) sont les suivantes :

- la branche Q ($\Delta J = 0$) des transitions rovibrationnelles est négligée alors que leur probabilité de transition n'est pas négligeable devant celle des branches P et R ($\Delta J = \pm 1$)

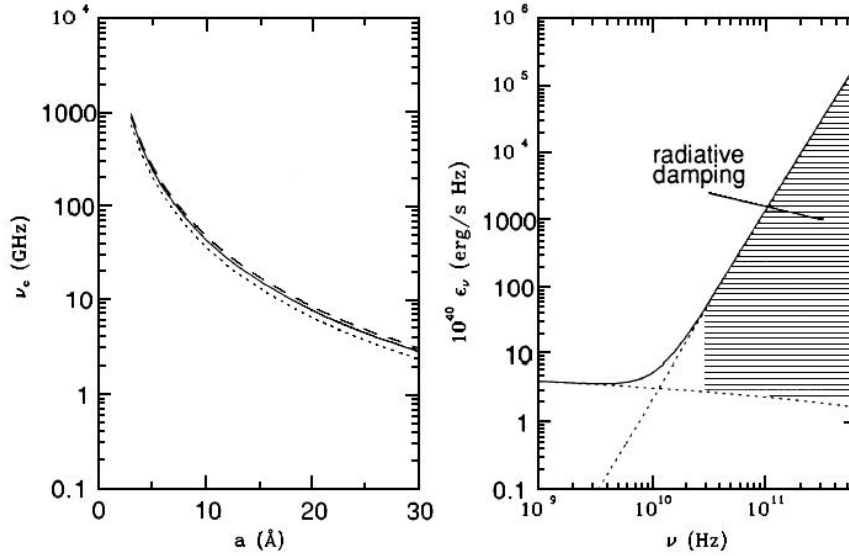


Figure 4.4 - *A gauche* : dépendance de la fréquence de coupure ν_c en fonction de la plus petite taille de grains a_0 présente dans la distribution de taille. Les valeurs de ν_c sont représentées pour différentes températures : $T_{eff} = 10^4$ K (courbe en trait plein), $T_{eff} = 7000$ K (pointillés), $T_{eff} = 1.2 \times 10^4$ K (tirets). *A droite* : comparaison entre l'émission free-free (courbe en pointillés de faible pente) produite par un gaz avec $T_{eff} = 10^4$ K et $n_e = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ et l'émissivité des poussières par atome d'H (forte pente). La courbe en trait plein est la somme des deux. La région hachurée montre la gamme de fréquences pour laquelle le spectre est modifié par le ralentissement radiatif non inclus ici.

- ils supposent que les photons IR émis ont la même longueur d'onde effective, égale à $20 \mu\text{m}$
- les énergies des transitions vibrationnelles sont supposées très grandes devant celles des transitions rotationnelles

Par ailleurs, un certain nombre d'interactions importantes avec le gaz sont négligées (Draine et Lazarian 1998b).

4.2.3 Le modèle de Draine et Lazarian (1998b)

Après la découverte de l'émission anormale, Draine et Lazarian (1998b) ont construit un nouveau modèle de rotation des grains interstellaires. Leur apport principal est d'avoir décrit de manière détaillée les interactions gaz-grains. Les processus pris en compte sont :

- les collisions avec les atomes neutres et ionisés du gaz
- l'entraînement dû au plasma interstellaire
- l'effet photoélectrique
- la formation de H_2
- l'émission de photons IR

Leurs résultats montrent que les processus dominant l'excitation rotationnelle sont les collisions avec les ions et l'entraînement du plasma. Ils supposent par ailleurs que la distribution de la vitesse rotationnelle ω est Maxwellienne et obtiennent ainsi $\langle \omega^2 \rangle$. Cette hypothèse est vraie uniquement dans le cas où l'émission dipolaire électrique et les moments suprathérmiqes sont négligeables. Elle est fausse pour les plus petits grains pour lesquels on doit tenir compte de la nature impul-

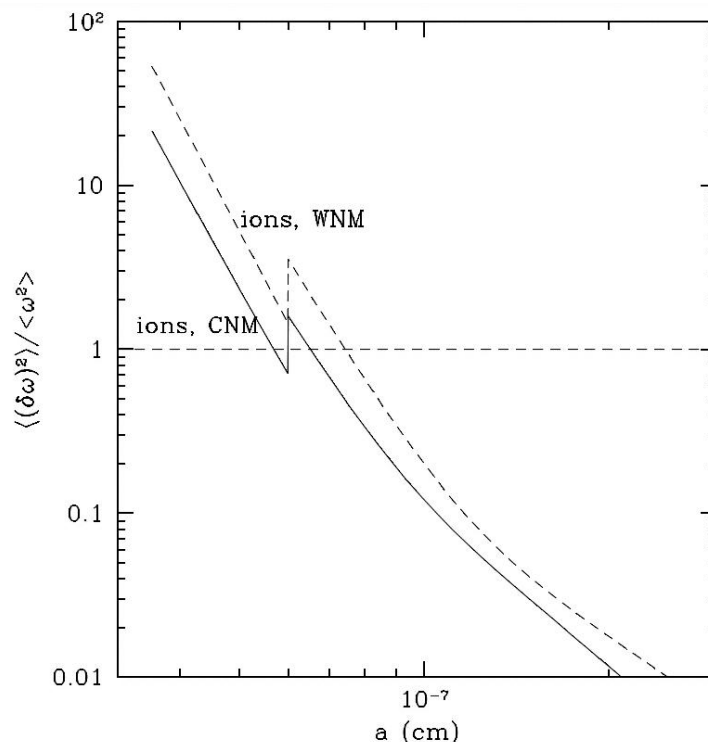


Figure 4.5 - Valeur moyenne de $\delta\omega$ au carré (avec $I\delta\omega$ le moment angulaire d'un ion impactant) relativement à la valeur moyenne du moment angulaire du grain, ω , au carré, en fonction de la taille du grain dans le cas du CNM et du WNM. On voit que le processus d'excitation rotationnelle peut être traité de manière continue pour $a \geq 10\text{\AA}$ mais que pour les plus petits grains, l'impact d'un seul ion peut modifier le moment angulaire de manière importante. Pour ces petits grains, la distribution du moment angulaire sera donc significativement différente d'une distribution Maxwellienne. D'après Draine et Lazarian (1998b).

sionnelle de l'excitation rotationnelle (Fig. 4.5). Ali-Haïmoud et Hirata (communication privée) ont repris le modèle de Draine et Lazarian (1998b) et entrepris de résoudre l'équation de Fokker-Planck au lieu de supposer une distribution Maxwellienne. Ils montrent que pour la distribution de tailles utilisée par les auteurs précédents, le spectre de rotation final est alors peu affecté (~ 2 GHz vers le bleu).

4.2.4 Pourquoi un nouveau modèle ?

On voit donc qu'il existe différents modèles décrivant l'excitation rotationnelle et/ou l'émission associée. Chacun d'entre eux fait appel à des hypothèses simplificatrices qui conduisent à des résultats contradictoires lorsqu'on veut les comparer. Les raisons pour lesquelles nous avons décidé de construire un nouveau modèle de rotation des PAH au cours de ma thèse sont détaillées ici.

- 1) Le premier constat lorsqu'on compare les modèles de Draine et Lazarian (1998b) et Rouan *et al.* (1992) est que ces auteurs obtiennent des résultats contradictoires quant à la nature des processus dominants pour l'excitation rotationnelle des grains. Pour les premiers, ce sont les collisions avec les atomes du gaz (neutres et ionisés) qui dominent l'excitation alors que pour

les seconds, c'est l'émission de photons IR rovibrationnels. Il était donc important de construire un nouveau modèle dans le but de lever cette contradiction.

- 2) Rouan *et al.* (1992) font l'hypothèse qu'il est possible de faire les calculs d'émission IR en considérant que la température des grains est constante et très élevée. Ils justifient ce raisonnement en disant que la majorité des photons IR émis le sont quand les PAH ont une température élevée et que par conséquent il est licite de négliger les périodes où le grain est froid. Mais nous avons montré au §3.4.3 que si les photons émis pendant les courtes périodes où les PAH sont très excités sont les plus énergétiques, ils ne sont en revanche pas les plus nombreux. Lorsqu'on s'intéresse à la rotation des molécules, c'est le nombre de photons émis qui compte et pas leur énergie. Le nouveau modèle que nous avons construit devait donc prendre en compte de manière précise les émissions pendant les périodes où les PAH ont une énergie interne très faible.
- 3) Face à ce constat, nous avons fourni un formalisme général pour dériver l'émission des PAH dans l'IR lointain et traiter de manière pertinente et cohérente les émissions rovibrationnelle et rotationnelle (voir le chapitre 3). Par ailleurs, notre modèle apporte également des améliorations quant à la section efficace dans l'IR proche et moyen : Draine et Lazarian (1998b) utilisent la section efficace du graphite et Rouan *et al.* (1992) une unique bande à $20\ \mu\text{m}$ ¹¹. Nous avons utilisé pour les PAH une section efficace plus récente, déduite des observations ISO et Spitzer (voir §3.2.2).
- 4) Dans les modèles précédents, les transitions rovibrationnelles obéissant à la règle de sélection $\Delta v = -1$ et $\Delta J = 0$ ont été négligées. Bien qu'elles ne modifient pas le nombre quantique rotationnel de la molécule, notre modèle montre que leur taux de transition est aussi élevé que celui des transitions $\Delta J = \pm 1$. Nous avons inclus ces transitions dans notre modèle.
- 5) Enfin, il nous semblait essentiel de fournir à la communauté un modèle de rotation des PAH qui soit directement comparable aux données observationnelles. Nous avons étudié les variations de l'émission de rotation en fonction des conditions astrophysiques (intensité du champ de rayonnement §5.3.3, densité d'hydrogène §5.3.4), des propriétés des grains (distribution de tailles Fig. 5.12, section efficace §5.3.2, taille minimale des PAH, abondance, moment dipolaire électrique) et comment on peut les retrouver à partir des observations (voir chapitre 7).

¹¹Cette bande effective à $20\ \mu\text{m}$ est la longueur d'onde moyenne des photons IR émis après absorption d'un photon UV dans le cas d'un PAH avec 90 atomes. Cette valeur est obtenue à partir de la section efficace décrite par Léger *et al.* (1989) qui comprend 5 bandes à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6 et $11.3\ \mu\text{m}$, et ils modélisent la section efficace dans l'IR lointain par trois bandes à 25, 60 et $100\ \mu\text{m}$.

EMISSION ROTATIONNELLE DES PAH INTERSTELLAIRES

Sommaire

5.1	Un nouveau modèle de rotation des PAH interstellaires	73
5.1.1	Description de la rotation	74
5.1.2	Transitions radiatives	75
5.1.3	Moment dipolaire électrique des PAH	76
5.1.4	Marche au hasard	78
5.2	Processus contribuant à l’excitation rotationnelle	79
5.3	Moment angulaire le plus probable J_0	88
5.3.1	Influence de l’environnement	89
5.3.2	Influence de la section efficace d’absorption	89
5.3.3	Influence du champ de rayonnement incident	90
5.3.4	Influence de la densité du gaz n_H	92
5.3.5	Influence du moment dipolaire électrique μ	93
5.4	Distribution du moment angulaire $n(J)$	94
5.5	Température rotationnelle	96
5.6	Emission rotationnelle résultante	96
5.7	Comparaison avec les modèles précédents	102
5.8	Conclusions	104

5.1 Un nouveau modèle de rotation des PAH interstellaires

Toutes les grandeurs utiles pour la réalisation d’un modèle de rotation des PAH interstellaires répondant au cahier des charges défini au §4.2.4 sont décrites ici. Cela passe dans un premier temps par la définition de tous les opérateurs utiles pour décrire la rotation et par l’énoncé des hypothèses simplificatrices que nous faisons. Dans un second temps les règles de sélection pour les transitions rovibrationnelles et rotationnelles qui nous intéressent sont données. Dans un troisième temps, le moment dipolaire électrique des PAH interstellaires $\vec{\mu}$ est estimé, l’émission de photons

rotationnels étant proportionnelle à μ^2 . Finalement, nous décrivons la façon dont tous les processus excitant ou ralentissant la rotation sont pris en compte pour le calcul de la distribution du moment angulaire $n(J)$.

5.1.1 Description de la rotation

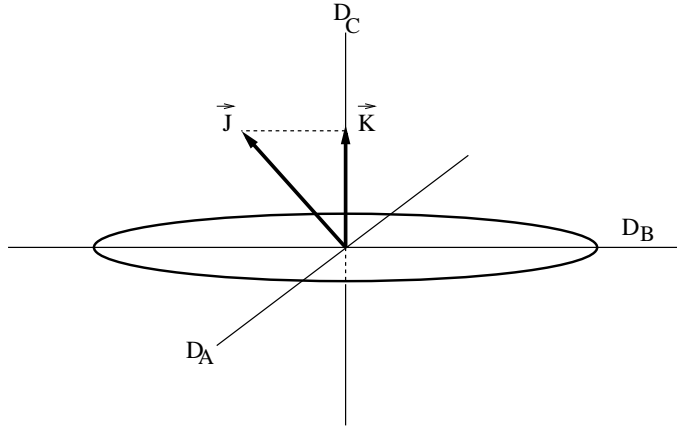


Figure 5.1 - Définition des axes et opérateurs de rotation d'un PAH : D_A , D_B et D_C sont les axes principaux d'inertie et \vec{J} est le moment angulaire total de la molécule avec \vec{K} sa projection sur D_C .

Pour décrire la rotation d'une molécule, l'opérateur pertinent est le moment angulaire total \vec{J} qui inclut la contribution des électrons et des noyaux sans le spin. On considère que les PAH sont des molécules planes de forme "toupie symétrique", c'est-à-dire des disques fins. Ceci est une bonne approximation pour des molécules très symétriques comme le coronène ou l'ovalène. Le mouvement du PAH va donc être la combinaison de la rotation autour de l'axe de la molécule et de la précession de cet axe autour du vecteur du moment angulaire total. On note D_A , D_B et D_C les axes principaux d'inertie avec D_C perpendiculaire au plan de la molécule et parallèle à Oz . I_C est le moment d'inertie associé à D_C et I_A et I_B ceux associés à D_A et D_B respectivement, avec D_A et D_B parallèles à Ox et Oy (voir Fig. 5.1). L'hamiltonien de rotation pour un rotateur rigide s'écrit alors :

$$H = \frac{J_x^2}{2I_A} + \frac{J_y^2}{2I_B} + \frac{J_z^2}{2I_C} \quad (5.1)$$

où J_x , J_y et J_z sont les projections de \vec{J} suivant les trois axes d'inertie. Nous supposons ici que les PAH sont des disques uniformes donc $I_A = I_B = \frac{Ma^2}{4} = \frac{I_C}{2}$ avec M la masse de la molécule. En choisissant $D_C = Oz$, on a :

$$H = \frac{J^2}{2I_B} + J_z^2 \left(\frac{1}{2I_C} - \frac{1}{2I_B} \right) \quad (5.2)$$

L'énergie rotationnelle est alors : $E_{rot} = BJ(J+1) + (C-B)K^2$, où $B/hc = \hbar/4\pi cI_B = 6.9 N_C^{-2} \text{ cm}^{-1}$ et C sont les constantes rotationnelles¹ associées à D_B et D_C . Le nombre quantique K est la valeur absolue des valeurs propres de J_z ($K = -J, \dots, +J$).

¹En négligeant la contribution des atomes d'hydrogène qui représente moins de 5 % du total.

Le modèle de rotation décrit dans ce chapitre a pour but de fournir des résultats comparables aux observations disponibles. Ces dernières étant des observations en bande large, nous faisons ici deux hypothèses simplificatrices :

- 1) On considère que la constante rotationnelle B est la même pour tous les niveaux vibrationnels v ($B = B_{eq}$). En réalité, la constante rotationnelle diffère légèrement de sa valeur à l'équilibre $B_{eq} = h/8\pi^2 c I_B$ (Herzberg 1968ab; Townes et Schawlow 1975) :

$$B(v) = B_{eq} - \alpha_e \left(v + \frac{1}{2} \right) + \gamma_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^2 \dots \quad (5.3)$$

Les constantes α_e et γ_e sont négligeables comparées à B_{eq} car la variation de la distance internucléaire due aux vibrations est très faible comparée à la distance internucléaire elle-même. Ceci est d'autant plus vrai que la fréquence du mode de vibration est élevée, signe d'une liaison rigide qui s'allongera moins sous l'effet de la force centrifuge.

- 2) On néglige les termes de distorsion centrifuge dans l'équation de l'énergie rotationnelle qui sont petits pour les grosses molécules (Herzberg 1968ab; Lovas *et al.* 2005). Si on prend en compte l'effet de la distorsion centrifuge, on peut écrire pour l'énergie rotationnelle :

$$E_{rot} = BJ(J+1) + (C-B)K^2 - D_J J^2(J+1)^2 - D_{JK} J(J+1)K^2 - D_K K^4 \quad (5.4)$$

avec les constantes de distorsion centrifuge D_J , D_{JK} et D_K proportionnelles à B^2/ω où ω est la fréquence de vibration de la molécule. Les constantes de distorsion sont donc très petites devant les constantes rotationnelles B et C .

5.1.2 Transitions radiatives

Lors de l'absorption ou de l'émission d'un photon par un PAH, un quantum \hbar de moment angulaire est échangé. Dans le milieu interstellaire cet échange se fait au cours de transitions électroniques, rovibrationnelles² ou rotationnelles qui peuvent modifier le nombre quantique rotationnel J . Les transitions électroniques (qui ont surtout lieu en absorption) sont beaucoup moins nombreuses que les rovibrationnelles : nous les négligerons pour l'excitation rotationnelle³. Nous discutons donc dans la suite les règles de sélection pour les transitions rovibrationnelles et rotationnelles.

Pour une toupie symétrique, les règles de sélection dipolaires électriques rovibrationnelles sont :

$$\begin{cases} \Delta J = 0, \pm 1 \\ \Delta K = 0, \pm 1 \end{cases}$$

en supposant que le moment dipolaire électrique vaut $\vec{\mu} = \vec{\mu}_z + \vec{\mu}_B$ avec $\vec{\mu}_z$ la composante sur l'axe de la molécule D_C et $\vec{\mu}_B$ la composante perpendiculaire à D_C (Townes et Schawlow 1975).

On distingue deux types de transitions : les transitions parallèles avec $\Delta K = 0$ pour lesquelles le changement du moment dipolaire électrique est parallèle à D_C lors de la transition et les transitions perpendiculaires avec $\Delta K = \pm 1$ pour lesquelles le changement du moment dipolaire est perpendiculaire à D_C . Les transitions parallèles correspondent ainsi à des vibrations hors du plan de la

²Voir chapitre 3.

³Conservation de l'énergie : $E_{abs}N_{abs} = E_{em}N_{em} \Rightarrow N_{em}/N_{abs} \sim 40$ dans le cas où le PAH est soumis à l'ISRF.

molécule et les transitions perpendiculaires à des vibrations dans le plan. Pour les 18 bandes ro-vibrationnelles décrites dans le chapitre 3, le caractère parallèle ou perpendiculaire des transitions est indiqué dans les Tab. 3.1 et 3.2.

La partie angulaire des moments de transition est décrite par les facteurs de Hönl-London que nous donnons ci-dessous avec les fréquences des transitions vibrationnelles correspondantes (Herzberg 1968ab; Townes et Schawlow 1975). La fréquence centrale de la transition i est notée ν_{i0} (voir Tab. 3.1, 3.2) :

- pour $\Delta J = 0, \pm 1$ et $\Delta K = 0$ (transitions parallèles ou hors du plan) :

$$\begin{cases} A_{KJ^+} = \frac{2((J+1)^2 - K^2)}{(J+1)(2J+1)^2} \\ \nu_i^+ = \nu_{i0} - 2B(J+1) \end{cases}$$

$$\begin{cases} A_{KJ^-} = \frac{2(J^2 - K^2)}{J(2J+1)^2} \\ \nu_i^- = \nu_{i0} + 2BJ \end{cases}$$

$$\begin{cases} A_{KJ^0} = \frac{2K^2}{J(J+1)(2J+1)} \\ \nu_i^0 = \nu_{i0} \end{cases}$$

- pour $\Delta J = 0, \pm 1$ et $\Delta K = \pm 1$ (transitions perpendiculaires ou dans le plan) :

$$\begin{cases} A_{KJ^+} = \frac{(J+2 \pm K)(J+1 \pm K)}{2(J+1)(2J+1)^2} \\ \nu_i^+ = \nu_{i0} - 2B(J+1) + (B-C)(1 \pm 2K) \end{cases}$$

$$\begin{cases} A_{KJ^-} = \frac{(J-1 \mp K)(J \mp K)}{2J(2J+1)^2} \\ \nu_i^- = \nu_{i0} + 2BJ + (B-C)(1 \pm 2K) \end{cases}$$

$$\begin{cases} A_{KJ^0} = \frac{(J+1 \pm K)(J \mp K)}{2J(J+1)(2J+1)} \\ \nu_i^0 = \nu_{i0} + (B-C)(1 \pm 2K) \end{cases}$$

Les facteurs de Hönl-London donnés ici sont normalisés de telle sorte que : $\sum A_{KJ}(\Delta K = 0) = 1$ et $\sum A_{KJ}(\Delta K = \pm 1) = 1$. En effet, ces facteurs sont les poids assignés à chaque type de transition rotationnelle (parallèle ou perpendiculaire) dans un même mode de vibration.

5.1.3 Moment dipolaire électrique des PAH

L'émission de rotation des PAH dépend de leur moment dipolaire électrique permanent, $\vec{\mu}$. Un PAH symétrique, neutre et totalement hydrogéné aurait un moment dipolaire électrique nul. Les

Espèces		μ (D)	
Naphtalène	$C_{10}H_7^+$	0.82-0.93	perte d'un H
Anthracène	$C_{14}H_9^+$	0.76-0.98	"
Pyrène	$C_{16}H_9^+$	0.86-1.05	"
Coronène	$C_{24}H_{11}$	0.92	"
	$C_{24}H_{10}$	2.1	perte de deux H
Ovalène	$C_{32}H_{13}$	0.85	perte d'un H
	$C_{31}H_{14}N$	0.07	un N au centre
	$C_{31}H_{14}N^+$	1.55	"

Tableau 5.1 - Moments dipolaires calculés pour quelques PAH (T. Pino, communication privée). Dans le cas de la perte d'un atome d'hydrogène, les valeurs sont données pour l'éloignement minimum et maximum entre le centre de masse de la molécule et la liaison C-H brisée. Pour le coronène, μ est également donné dans le cas de la perte de 2 atomes d'H adjacents. L'effet d'une substitution azote/hydrogène à une position proche du centre de masse est donné pour l'ovalène.

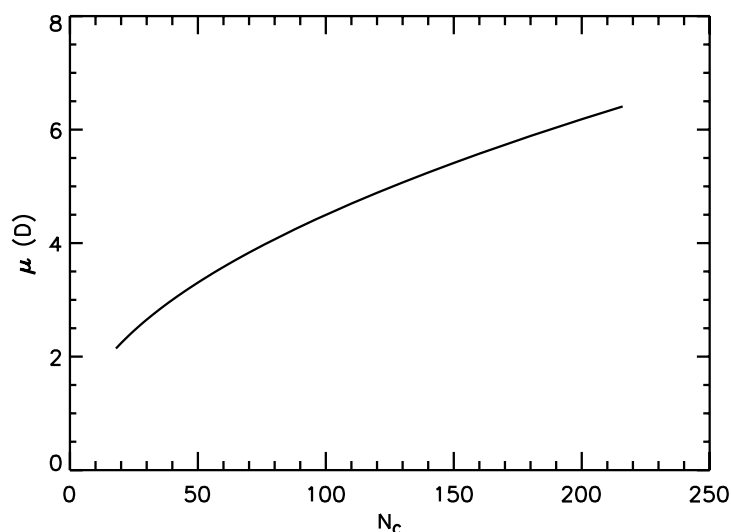


Figure 5.2 - Moment dipolaire électrique des PAH ($1 \text{ D} = 3.33564 \times 10^{-30} \text{ C.m} = 10^{-18} \text{ c.g.s.}$) en fonction du nombre d'atomes de carbone.

analyses spectroscopiques de l'émission IR des PAH suggèrent qu'ils peuvent être ionisés, partiellement hydrogénés (Le Page *et al.* 2003) voire substitués (Peeters *et al.* 2002, 2004). Pour des tailles de 10 à 30 atomes de carbone, un PAH ayant perdu un atome d'hydrogène a un moment dipolaire de quelques dixièmes de Debye à 1 D. Un PAH sous forme cationique où un atome de carbone est substitué par un atome d'azote aurait $\mu \sim 1$ à 2 D (voir la table 5.1.3). De plus, Moutou *et al.* (2000) ont proposé que des PAH non plans contenant des cycles pentagonaux pourraient exister dans le milieu interstellaire : de telles espèces possèdent également un moment dipolaire. Lovas *et al.* (2005) ont mesuré le moment dipolaire électrique du corannulène⁴ ($C_{20}H_{10}$) : ils obtiennent 2 D. Le moment dipolaire électrique dépendant très fortement de la géométrie et de la composition

⁴Le corannulène est une espèce non-plane composée d'un cycle pentagonal en son centre, entouré de 5 cycles benzéniques.

chimique des molécules, il est très difficile d'en faire une estimation pour les PAH interstellaires. Dans la suite de cette thèse, on suppose que le moment dipolaire électrique d'un PAH peut être décomposé en une partie intrinsèque (due à la géométrie de la molécule) et en une partie due à l'état de charge du grain. On peut alors écrire :

$$\mu = \mu_i + \epsilon aZe \quad (5.5)$$

où μ_i est la partie intrinsèque, Z est la charge du grain et ϵa est le déplacement entre le centre de masse et le centre de charge. En accord avec Draine et Lazarian (1998b), on adopte $\epsilon = 0.01$, soit un déplacement de 1% entre le centre de masse et le centre de charge. Quant au moment dipolaire électrique intrinsèque, on peut considérer qu'un PAH est constitué d'un réseau d'atomes de carbone sur lequel sont placés aléatoirement des atomes d'hydrogène. Plus le réseau est grand, plus le moment dipolaire est grand. De même, la liaison C-H ayant un moment dipolaire non nul (0.4 D), le moment dipolaire peut augmenter avec le nombre d'atomes d'hydrogène disséminés sur le squelette carboné. Un PAH peut être représenté comme un ensemble de n dipôles orientés aléatoirement, le nombre de dipôles étant proportionnel au nombre total d'atomes dans la molécule. Si on considère que la molécule n'est pas ordonnée, mais plutôt constituée d'un ensemble de sous-structures disposées de manière aléatoire, on peut alors considérer que le moment dipolaire électrique augmente en suivant une marche au hasard et écrire : $\mu_i = m \sqrt{N_{at}}$, où m est une constante positive et N_{at} le nombre d'atomes dans la molécule. On rappelle que $N_{at} = N_C + N_H = N_C + \sqrt{6N_C}$ pour les molécules du groupe D_{6h} . En accord avec Rouan *et al.* (1992) et Draine et Lazarian (1998b), on utilisera dans la suite de ce chapitre $m = 0.4$ D (moment dipolaire électrique d'une liaison C-H). On obtient alors pour le moment dipolaire électrique (Fig. 5.2) :

$$\mu = 0.4 \sqrt{N_{at}} + 4.3 \times 10^{-2} \sqrt{N_C} Z \quad (\text{en Debye}) \quad (5.6)$$

Il est à noter que tous les résultats concernant l'émission rotationnelle des PAH présentés dans la suite de cette thèse dépendent de μ . Il sera un paramètre libre à ajuster lorsqu'on voudra comparer le modèle aux observations. On peut également remarquer que le moment dipolaire électrique des PAH est dominé par sa composante intrinsèque dans tous les environnements interstellaires ($\mu_i \gg \epsilon aZe$). Les ajustements seront donc obtenus en faisant varier la constante m (chapitre 7). D'après le Tab. 5.1.3, cette constante devrait être comprise entre ~ 0.1 et ~ 0.6 D pour $N_C \leq 50$.

5.1.4 Marche au hasard

La distribution du moment angulaire des PAH interstellaires s'établit grâce aux interactions avec les photons (absorption/émission) et avec les atomes du gaz. Dans le cas du milieu interstellaire diffus, où le champ de rayonnement est l'ISRF (Mathis *et al.* 1983), un PAH composé de 50 atomes de carbone absorbe en moyenne un photon UV/visible tous les 70 jours. Ce temps est comparable au temps moyen entre deux émissions de photons purement rotationnels et au temps entre deux collisions PAH-hydrogène (pour une densité et une température du gaz de 100 cm^{-3} et 100 K respectivement). Cependant les photons UV/visible ne contribuent que peu à la modification du moment angulaire. En effet, ces photons conduisent au maximum à l'échange d'un moment angulaire \hbar alors que les photons IR émis à chaque absorption d'un seul photon UV/visible sont nombreux et dominant complètement l'influence du photon absorbé (cf §5.1.2). Pour estimer la distribution du moment angulaire, les processus suivants sont pris en compte :

- émission de photons IR rovibrationnels (excitation et freinage)

- émission de photons purement rotationnels (freinage)
- formation de H_2 à la surface des PAH (excitation)
- collisions avec les atomes et les ions du gaz (excitation et freinage)
- entraînement par les ions H^+ et C^+ du plasma (excitation et freinage)
- effet photoélectrique (excitation)

Tous ces processus sont décrits au §5.2 et conduisent à un changement du moment angulaire du PAH. Rouan *et al.* (1997) ont montré que la construction de la distribution du moment angulaire $n(J)$ peut être traitée comme une marche au hasard stationnaire dans un puits de potentiel avec un minimum pour $J = J_0$ (moment angulaire le plus probable). Quand $J = J_0$, le taux de changement de J est nul⁵ :

$$\left[\sum_i (\tau^{-1} \Delta J)_i \right]_{J=J_0} = 0 \quad (5.7)$$

où ΔJ est la variation de J produite par le processus i et τ est le temps moyen entre deux évènements i successifs. Dans le paragraphe suivant (§5.2), les taux de variation du moment angulaire $(\tau^{-1} \Delta J)_i$ sont estimés pour tous les processus décrits précédemment.

5.2 Processus contribuant à l'excitation rotationnelle

Les différents processus intervenant dans la construction de la distribution du moment angulaire $n(J)$, soit en l'excitant soit en le désexcitant, sont décrits dans les paragraphes qui suivent. Les interactions entre les grains et les atomes du gaz dépendent de la structure et de l'état chimique des PAH, paramètres encore mal connus aujourd'hui. Dans le but d'obtenir des valeurs quantitatives des $(\tau^{-1} \Delta J)$ pour chaque processus, nous faisons des hypothèses simplificatrices. Dans le cas de la formation du dihydrogène, nous dérivons uniquement une limite supérieure. Les résultats concernant les collisions avec les atomes du gaz et l'entraînement par le plasma sont directement obtenus à partir des calculs de Draine et Lazarian (1998b).

1) Emission rovibrationnelle IR

Comme nous l'avons discuté précédemment dans le §5.1.1, les règles de sélection pour l'émission IR rovibrationnelle sont : $\Delta v = -1$, $\Delta J = 0, \pm 1$ et $\Delta K = 0, \pm 1$ si on considère que les PAH interstellaires sont de forme "toupie symétrique". L'émission IR peut donc être un processus exciteur ($\Delta J = +1$) ou désexciteur ($\Delta J = -1$) pour la rotation. On appelle W^+ , W^- et W^0 les taux de transitions pour $\Delta J = +1$, $\Delta J = -1$ et $\Delta J = 0$ respectivement. Pour une transition rovibrationnelle $(v, J, K) \rightarrow (v-1, J+\Delta J, K+\Delta K)$, le taux est proportionnel au coefficient d'Einstein d'émission spontanée $A_{if} \propto \nu^3 A_{KJ}$ où les A_{KJ} sont les coefficients de Hönl-London donnés au paragraphe 5.1.1. On exprime les taux de transitions en terme de section efficace :

$$A_{if} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B_{if}$$

$$\text{or } B_{if} = \frac{c}{h\nu} (\sigma \Delta \nu) \Rightarrow A_{if} = 8\pi c E^2 (\sigma \Delta \nu) \quad (5.8)$$

avec E en cm^{-1} . Si on appelle $P(h\nu)$ le nombre de photons émis à la fréquence ν (voir §3.4.1), on

⁵Cette équation est résolue avec la fonction `zbrnt` décrite dans au §9.1, du livre *Numerical Recipes*, intitulé *Root Finding and Nonlinear Sets of Equations : Bracketing and Bisection* (Press *et al.* 1992).

peut écrire :

$$W_i^{\pm/0} = 8\pi c (\sigma \Delta \nu)_i \sum_{K=0}^J (\nu_i^{\pm/0})^2 A_{KJ}^{\pm/0} P(h\nu_i^{\pm/0}) \quad (\text{en s}^{-1}) \quad (5.9)$$

$$\text{avec } P(h\nu_i^{\pm/0}) = \left[\sum_u P_u \sum_{l=0}^{u-1} \frac{g_l}{g_u} \Delta E_u G_{l \rightarrow u}(h\nu_i^{\pm/0}) + \sum_u P_u \left(1 - \frac{h\nu_i^{\pm/0}}{\Delta E_u} \right) \right] \quad (5.10)$$

où les $W_i^{\pm/0}$ sont les taux de transition pour $\Delta J = 0, \pm 1$ et pour la transition numéro i de fréquence $\nu_i^{\pm/0}$ (voir §5.1.1). Comme les termes dépendant de J et de K dans l'expression de $\nu_i^{\pm/0}$ sont toujours beaucoup plus petits que ν_i^0 , on les néglige et on considère donc que $P(\nu_i^{\pm/0}) \sim P(h\nu_i^0)$. Les taux de transitions totaux sont obtenus en sommant sur toutes les bandes : $W^{\pm/0} = \sum_{i=1}^{18} W_i^{\pm/0}$. Finalement, le taux de variation du moment angulaire dû à l'émission IR rovibrationnelle est :

$$(\tau^{-1} \Delta J)_{IR} = W^+(J) - W^-(J) \quad (\text{en s}^{-1}) \quad (5.11)$$

2) Emission purement rotationnelle

L'émission spontanée de photons purement rotationnels modifie le moment angulaire des PAH. Les règles de sélection pour ce type de transitions sont $\Delta J = -1$ et $\Delta K = 0$ (Townes et Schawlow 1975). En effet, en raison de la symétrie de la molécule considérée, il ne peut pas y avoir de moment dipolaire électrique perpendiculairement à l'axe de symétrie. Aucun moment n'est donc appliqué le long de cet axe par le champ électrique du rayonnement. Le principe de correspondance indique donc que le moment angulaire le long de l'axe de symétrie de la molécule ne peut pas changer quand un photon rotationnel est émis ($\Leftrightarrow \Delta K = 0$). Le moment dipolaire électrique de la molécule est parallèle à l'axe de symétrie de la molécule qui précède autour du moment angulaire, de direction fixée⁶. Le taux de transition est simplement le coefficient d'émission spontanée $A_{J,J-1}$ et on peut donc écrire :

$$(\tau^{-1} \Delta J)_{rot} = -1 \times A_{J,J-1} \quad (5.12)$$

$$A_{J,J-1} = \frac{512\pi^4}{3h^4c^3} B^3 J^3 \sum_K |\mu_{J,J-1}|^2 \quad (5.13)$$

$$\begin{aligned} \sum_K |\mu_{J,J-1}|^2 &= \mu^2 \sum_K A_{KJ-} \\ &= \mu^2 \sum_{K=0}^J \frac{2(J^2 - K^2)}{J(2J+1)^2} \\ &= \mu^2 \frac{(2J+1)^2 - (J+2)}{3(2J+1)^2} \end{aligned} \quad (5.14)$$

où μ est le moment dipolaire électrique de la molécule et A_{KJ-} est le facteur de Hönl-London correspondant aux règles de sélection données précédemment. Finalement, le taux de variation du moment angulaire dû à l'émission purement rotationnelle est⁷ :

$$(\tau^{-1} \Delta J)_{rot} = -1.8 \times 10^{-14} \left(\frac{N_C}{50} \right)^{-6} \left(\frac{\mu}{1 \text{ D}} \right)^2 \times J^3 \frac{(2J+1)^2 - (J+2)}{(2J+1)^2} \quad (\text{en s}^{-1}) \quad (5.16)$$

⁶On voit donc que si aucun autre effet n'est pris en compte (comme l'étirement centrifuge), alors la fréquence de rotation de la molécule ne dépend pas de K ou du moment d'inertie I_C .

⁷On peut par ailleurs se demander si le principe de correspondance est respecté, c'est-à-dire si on retrouve l'expression classique dans le cas où $J \gg 1$. Pour un oscillateur harmonique classique, Rybicki et Lightman (1979) montrent

3) Interactions gaz-grains

Nous traitons les collisions exactement comme Draine et Lazarian (1998b). On suppose qu'une espèce qui arrive à la surface d'un PAH plan, avec un moment angulaire nul en moyenne, s'y colle avant d'être évaporée sous forme neutre, quelle qu'ait été sa forme initiale, à partir du même point que son point d'arrivée. Les collisions résultent donc en une contribution qui freine la rotation et en une contribution qui l'accélère. On considère que toutes les espèces impactantes ont une distribution de vitesse Maxwellienne $f_i(v)$ telle que :

$$f_i(v) = \left(\frac{m_i}{2\pi k_B T_{gaz}} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_i v^2}{2k_B T_{gaz}}\right) \quad \text{et} \quad \langle v \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T_{gaz}}{\pi m_i}} \quad (5.17)$$

Dans la suite, nous considérons trois cas : premièrement les collisions des PAH avec des atomes neutres, deuxièmement avec des ions et enfin, nous considérons dans un troisième temps l'influence des rencontres non collisionnelles avec des ions (interactions électromagnétiques entre le dipôle et les ions passant à proximité). On va donc estimer dans cette partie l'influence des couples $\vec{\mathcal{M}}_i$ appliqués par les particules du gaz interstellaire sur le moment angulaire des PAH. Les contributions des différents types d'interactions sont additives. On utilise le théorème du moment cinétique pour estimer le moment angulaire emporté par les particules qui quittent la surface du grain :

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \sum_i \vec{\mathcal{M}}_i \quad \text{où} \quad \|\vec{L}\| = I\omega = \hbar J \quad \text{est le moment cinétique du grain} \quad (5.18)$$

Ce taux est directement proportionnel au taux auquel les espèces impactantes arrivent sur le grain. Draine et Lazarian (1998b) normalisent leurs calculs par le couple appliqué par la collision avec un atome d'hydrogène neutre divisé par ω . La probabilité P de quitter la surface du grain avec un angle θ est détaillée au §4 qui traite de la formation de H_2 . Ce couple s'exprime comme :

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{M}}_H &= \tau_H^{-1} (\vec{r} \wedge \vec{p}) && \text{où } \tau_H^{-1} \text{ est le taux de collisions par seconde} \\ &= n_H v_H \sigma (a \times m_H a \omega \langle P(\theta) \sin(\theta) \rangle) \\ &= n_H \left(\frac{8k_B T_{gaz}}{\pi m_H} \right)^{1/2} \pi a^2 \times a m_H a \omega \times \frac{2}{3} \Rightarrow \vec{\mathcal{M}}_H = n_H \left(\frac{8k_B T_{gaz}}{\pi m_H} \right)^{1/2} \pi a^2 m_H \frac{2a^2}{3} \omega \end{aligned} \quad (5.19)$$

que la puissance émise par un dipôle tournant est :

$$P = \frac{2\omega^4 \mu^2 \sin^2 \theta}{3c^3} = \frac{4}{9} \frac{\mu^2 \omega^4}{c^3} \quad (5.15)$$

où θ est l'angle entre la vitesse angulaire ω et le moment dipolaire $\vec{\mu}$. Si on suppose que l'orientation de $\vec{\mu}$ n'est pas corrélée avec ω alors $\langle \sin^2 \theta \rangle = 2/3$ et on obtient le membre de droite. Par ailleurs, l'expression exacte de la mécanique quantique pour exprimer le coefficient d'Einstein d'émission spontanée de l'état supérieur j à l'état inférieur i est :

$$A_{ji} = \frac{64\pi^4 \nu^3}{3hc^3} \sum_K |\mu_{j,j-1}|^2$$

ce qui donne pour la puissance émise : $P = A_{ji} \times h\nu = \frac{4}{3} \frac{\mu^2 \omega^4}{c^3} \sum_K A_{KJ-} \rightarrow \frac{4}{9} \frac{\mu^2 \omega^4}{c^3}$ quand $J \gg 1$.

L'expression quantique est donc bien analogue à l'expression classique pour les nombres quantiques rotationnels élevés.

Ainsi la contribution au freinage d'une particule i ayant une vitesse v et arrivant avec un paramètre d'impact $b \leq b_{\max}(v)$ est :

$$F_i \propto \int_0^\infty 4\pi v^2 dv f_i(v) v \left[\frac{b_{\max}(v)}{a} \right]^2 \quad (5.20)$$

Le facteur F_i est égal à 1 dans le cas d'un grain neutre dans un gaz composé uniquement d'hydrogène atomique neutre. D'autre part, on utilise la variation d'énergie cinétique rotationnelle du grain pour estimer la contrepartie excitatrice (par collage et évaporation) :

$$\frac{dE_c}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} I \omega^2 \right) = \sum_i \vec{\mathcal{M}}_i \cdot \vec{\omega} \implies \frac{dL^2}{dt} = 2 \sum_i \vec{\mathcal{M}}_i \cdot \vec{L} \quad (5.21)$$

La normalisation est faite en considérant un atome d'hydrogène neutre quittant la surface avec une température T_{gaz} et on obtient alors :

$$2\vec{\mathcal{M}}_H \cdot \vec{L} = n_H \left(\frac{8k_B T_{\text{gaz}}}{\pi m_H} \right)^{1/2} 4\pi a^4 m_H k_B T_{\text{gaz}} \quad (5.22)$$

Et alors, la contribution à l'excitation des particules qui arrivent à la surface du grain est :

$$G_i \propto \int_0^\infty 4\pi v^2 dv f_i(v) v^3 \left[\frac{b_{\max}(v)}{a} \right]^4 \quad \text{car } k_B T_{\text{gaz}} \propto v^2 \quad (5.23)$$

et celle des particules qui repartent (évaporation) avec une température $T_{\text{év}}$ est :

$$G_i^{\text{év}} \propto F_i \frac{\int_0^\infty 4\pi v^2 dv f_i^{\text{év}}(v) v^3 \left[\frac{b_{\max}^{\text{év}}(v)}{a} \right]^4}{\int_0^\infty 4\pi v^2 dv f_i^{\text{év}}(v) v \left[\frac{b_{\max}^{\text{év}}(v)}{a} \right]^2} \quad (5.24)$$

où Draine et Lazarian (1998b) considèrent que les particules qui s'évaporent doivent avoir la même distribution de moment angulaire que si elles arrivaient avec une température égale à la température d'évaporation. Le paramètre à déterminer pour chaque type de collisions est donc le paramètre d'impact maximal b_{\max} pour lequel la collision a lieu.

Avant d'entrer dans le détail des divers processus, les facteurs de conversion entre le formalisme de Draine et Lazarian (1998b) et le nôtre sont donnés, ainsi que la façon dont la charge des PAH est estimée.

♣ Facteurs de conversion

Dans le cas des collisions avec les atomes neutres et ionisés du gaz interstellaire et dans le cas de l'entraînement par le plasma, nous avons décidé d'utiliser les calculs faits par Draine et Lazarian (1998b). Leur formalisme fait appel à des grandeurs sans dimension, normalisées au taux de collisions avec les atomes d'hydrogène neutres, pour décrire les différents processus participant à la construction de $n(J)$: les constantes F_i pour les processus qui ralentissent la rotation et les constantes G_i pour ceux qui l'excitent. Pour la partie freinage, Draine et Lazarian (1998b) écrivent :

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\omega} \frac{d}{dt}(I\omega) &\propto F \iff \frac{dJ}{dt} \propto -\frac{J}{I} \times F \quad \text{avec } I\omega = \hbar J \\ \Rightarrow (\tau^{-1} \Delta J) &= -J \times F \times 4.1 \times 10^{-10} \sqrt{\frac{T_{\text{gaz}}}{100 \text{ K}}} \left(\frac{n_H}{100 \text{ cm}^{-3}} \right) \quad (\text{en s}^{-1}) \end{aligned} \quad (5.25)$$

et pour la contrepartie excitatrice :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(I\omega)^2 &\propto G \Leftrightarrow \frac{dJ}{dt} \propto \frac{1}{J} \times G \\ \Rightarrow (\tau^{-1}\Delta J) &= \frac{1}{J} \times G \times 3.1 \times 10^{-5} \left(\frac{T_{\text{gaz}}}{100 \text{ K}} \right)^{3/2} \left(\frac{n_H}{100 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{N_C}{50} \right) \quad (\text{en s}^{-1}) \end{aligned} \quad (5.26)$$

où les constantes F et G peuvent être trouvées dans l'Annexe B de Draine et Lazarian (1998b).

♣ Charge moyenne des grains

Pour étudier les processus de collisions et l'effet photoélectrique, il est nécessaire de connaître la charge des grains. La charge des grains est le résultat de l'équilibre entre l'éjection d'électrons par effet photoélectrique, la recombinaison avec des ions positifs (H^+ et C^+ essentiellement) et la recombinaison d'électrons sur les grains. La charge des grains fluctue donc au cours du temps, mais nous ne prendrons pas cet aspect en compte. Au lieu d'utiliser une distribution de charges, nous allons calculer la charge moyenne pour chaque taille de grain considérée. D'après Draine et Sutin (1987), on peut exprimer la charge moyenne des grains comme :

$$\langle Z \rangle = Z_g = - \frac{1}{1 + \sqrt{\tau_0/\tau}} + \psi \tau \quad (5.27)$$

où τ_0 est la température caractéristique du gaz et τ sa température réduite :

$$\tau = \frac{akT_{\text{gaz}}}{e^2} = 3.8 \times 10^{-4} \sqrt{\frac{N_C}{50}} \left(\frac{T_{\text{gaz}}}{100 \text{ K}} \right) \quad (5.28)$$

Ensuite, on définit m_{eff} la masse effective des ions : $m_{\text{eff}} = \left(\frac{n_e s_e}{n_i} \right)^2 \left(\frac{m_i}{m_p} \right)$

avec n_e et n_i les densités d'électrons et d'ions, m_i et m_p les masses des ions et des protons et s_e le coefficient de collage des électrons qui atteignent la surface des grains. Dans le cas de grains plans, Umebayashi et Nakano (1980) ont montré que $s_e \sim 1$ et on obtient alors $\tau_0 = 1.39 \times 10^{-3} m_{\text{eff}}^{-1}$. Cette température caractéristique τ_0 est la température réduite pour laquelle le taux de collisions entre les ions et un grain de charge $Z = -1$ est égale au taux de collisions entre les électrons et un grain neutre. Ainsi, pour $\tau = \tau_0$, les probabilités d'avoir un grain dans l'état neutre ou avec une charge $Z = -1$ sont égales. Pour $\tau < \tau_0$, la forte attraction coulombienne amène à une neutralisation rapide des grains ayant $Z = -1$ et l'état de charge dominant est $Z = 0$. Dans le cas où $\tau > \tau_0$, l'état de charge dominant est $Z < 0$. Si on se place dans le cas d'un plasma composé d'électrons et de protons ($m_{\text{eff}} = 1$), Draine et Sutin (1987) montrent que le facteur ψ vaut -2.5. On peut ainsi estimer la charge moyenne des grains en fonction de leur taille. Pour un PAH avec 50 atomes de carbone, on trouve $Z_g = -0.3$ dans le cas du CNM et $Z_g = -0.5$ dans le cas de la Barre d'Orion⁸.

⁸Ces valeurs négatives pour la charge des PAH sont en contradiction avec les PAH cations utilisés pour reproduire le spectre IR du milieu interstellaire au chapitre 3. Elles proviennent du coefficient de collage des électrons utilisé dans le modèle de Draine et Sutin (1987). Nous avons choisi de conserver cette valeur élevée de s_e dans le but de faire une comparaison simple avec le modèle de Draine et Lazarian (1998b).

♣ Collisions avec les ions

Pour estimer le paramètre d'impact $b_{max}(v)$ dans le cas d'une collision proche PAH/ion, où v est la vitesse de l'ion à l'infini, on commence par écrire la conservation de l'énergie en considérant que le grain est statique :

$$\frac{1}{2}m_i v^2 = \frac{L^2}{2m_i a^2} + \frac{Z_i Z_g e^2}{a} \quad (5.29)$$

et la conservation du moment angulaire : $L = L_\infty = b_{max}(v) m_i v$. On obtient alors l'expression suivante pour le paramètre d'impact :

$$b_{max}(v) = \begin{cases} 0 & \text{si } \frac{1}{2}m_i v^2 < \frac{Z_i Z_g e^2}{a} \\ a \left(1 - \frac{2Z_i Z_g e^2}{a m_i v^2}\right)^{1/2} & \text{si } \frac{1}{2}m_i v^2 > \frac{Z_i Z_g e^2}{a} \end{cases} \quad (5.30)$$

Dans le cas où $b_{max}(v) = 0$, la collision n'a pas lieu car l'énergie cinétique de l'ion n'est pas suffisante pour lui permettre de surmonter la barrière coulombienne et de s'approcher du grain. La contribution des collisions avec les ions au ralentissement de la rotation est alors (voir Eq. 5.25 et 5.26) :

$$(\tau^{-1} \Delta J)_i = -J \times 4.1 \times 10^{-10} \left(\frac{n_i}{100 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{T_{gaz}}{100 \text{ K}} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{m_i}{m_H}} \times g_1(x) \quad (\text{en s}^{-1}) \quad (5.31)$$

et la contribution à l'excitation est :

$$(\tau^{-1} \Delta J)_i = \frac{1}{J} \times 1.6 \times 10^{-5} \left(\frac{n_i}{100 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{T_{gaz}}{100 \text{ K}} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{m_i}{m_H}} \left(\frac{N_C}{50} \right)^2 \times \left[g_2(x) + 11.6 g_1(x) \left(\frac{E_{ej}}{0.1 \text{ eV}} \right) \left(\frac{T_{gaz}}{100 \text{ K}} \right)^{-1} \frac{e^{-Z_g^2 \epsilon_i^2} + Z_g \epsilon_H \sqrt{\pi} \text{erf}(|Z_g| \epsilon_i)}{e^{-Z_g^2 \epsilon_e^2} + Z_g \epsilon_e \sqrt{\pi} \text{erf}(|Z_g| \epsilon_e)} \right] \quad (\text{en s}^{-1}) \quad (5.32)$$

$$\text{où } g_1(x) = \begin{cases} 1 - x & \text{si } x < 0 \\ e^{-x} & \text{si } x > 0 \end{cases}$$

$$\text{et } g_2(x) = \begin{cases} 1 - x + x^2/2 & \text{si } x < 0 \\ e^{-x} & \text{si } x > 0 \end{cases} \quad \text{avec } x = 261.9 \times Z_i Z_g \left(\frac{N_C}{50} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{T_{gaz}}{100 \text{ K}} \right)^{-1}$$

où l'on prend en compte les collisions des PAH avec les ions H^+ et C^+ . La polarisabilité de l'atome de carbone est $\alpha_C = 1.76 \text{ \AA}^3$ (Furukawa et Douglas 1972). La fonction g_1 est obtenue par intégration de l'Eq. 5.20, g_2 par intégration de l'Eq. 5.23 et les fonctions d'erreur de Gauss (erf) dans le second terme de la partie excitatrice sont dues au fait que les intégrations sont tronquées dans l'Eq. 5.24.

♣ Collisions avec les neutres

Dans le cas d'une collision entre un atome neutre du gaz et un PAH chargé, une force de Debye⁹ s'exerce, c'est-à-dire qu'il y a une interaction entre un dipôle permanent (le PAH) et un dipôle induit (l'atome). La polarisabilité α de l'atome résulte de la déformation de son nuage électronique par le champ électrique créé par le grain. Le potentiel d'interaction s'exprime alors de la façon suivante (Osterbrock 1961) :

$$U(r) = -\frac{1}{2} \alpha \frac{Z_g^2 e^2}{r^4} \quad (5.33)$$

⁹La force de Debye est une des forces de Van der Waals, celle qui exprime l'induction.

où r est la distance entre le PAH et l'atome. La trajectoire d'une particule dans un potentiel en r^{-4} est hyperbolique. Osterbrock (1961) montre si le paramètre d'impact b de la collision est inférieur à une certaine valeur b_0 alors le potentiel U est perturbé et la trajectoire de l'atome aura une forme de spirale. Finalement, on obtient pour le paramètre d'impact :

$$b_{max}(v) = \begin{cases} \left(\frac{4Z_g^2 e^2 \alpha}{mv^2} \right)^{1/4} & \text{si } v \leq \left(\frac{Z_g^2 e^2 \alpha}{ma^4} \right)^{1/2} \\ a \left(1 + \frac{Z_g^2 e^2 \alpha}{ma^4 v^2} \right)^{1/2} & \text{si } v \geq \left(\frac{Z_g^2 e^2 \alpha}{ma^4} \right)^{1/2} \end{cases} \quad (5.34)$$

On en déduit la contribution des collisions des PAH avec les atomes neutres du gaz au ralentissement de la rotation (Eq. 5.25 et 5.26) :

$$(\tau^{-1} \Delta J)_H = -J \times 10^{-10} \sqrt{\frac{T_{gaz}}{100 \text{ K}}} \left(\frac{n_H}{100 \text{ cm}^{-3}} \right) \times \left[\exp \left(-5.42 Z_g^2 \left(\frac{T_{gaz}}{100 \text{ K}} \right)^{-1} \left(\frac{N_C}{50} \right)^{-2} \right) + 2.33 \sqrt{\pi} \left(\frac{T_{gaz}}{100 \text{ K}} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{N_C}{50} \right)^{-1} |Z_g| \operatorname{erf}(|Z_g| \epsilon_H) \right] \quad (\text{en s}^{-1}) \quad (5.35)$$

et la contribution à l'excitation :

$$(\tau^{-1} \Delta J)_H = \frac{1}{J} \times 1.6 \times 10^{-5} \left(\frac{T_{gaz}}{100 \text{ K}} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{n_H}{100 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{N_C}{50} \right)^2 \times \left[e^{-Z_g^2 \epsilon_H^2} + 2Z_g^2 \epsilon_H^2 + \frac{e^{-Z_g^2 \epsilon_H^2} + Z_g \epsilon_H \sqrt{\pi} \operatorname{erf}(|Z_g| \epsilon_H)}{e^{-Z_g^2 \epsilon_e^2} + Z_g \epsilon_e \sqrt{\pi} \operatorname{erf}(|Z_g| \epsilon_e)} \times (e^{-Z_g^2 \epsilon_e^2} + 2\epsilon_e^2) \left(\frac{E_{ej}}{0.1 \text{ eV}} \right) \left(\frac{T_{gaz}}{100 \text{ K}} \right)^{-1} \right] \quad (\text{en s}^{-1}) \quad (5.36)$$

$$\text{avec } \epsilon_H = \sqrt{\frac{e^2 \alpha_H}{2a^4 k T_{gaz}}} \quad \text{et} \quad \epsilon_e = \sqrt{\frac{e^2 \alpha_H}{2a^4 k T_{év}}} \quad (5.37)$$

où $T_{év}$ est la température de l'atome neutre qui s'évapore de la surface et α_H la polarisabilité de l'atome d'hydrogène, $\alpha_H = 0.67 \text{ \AA}^3$ (Furukawa et Douglas 1972).

♣ Entraînement par le plasma

On considère ici le couple exercé par le champ électrique créé par les ions du gaz interstellaire sur le moment dipolaire électrique des PAH : $\vec{M} = \vec{\mu} \wedge \vec{E}$. C'est ce qu'on appelle l'entraînement par le plasma. En accord avec Anderson et Watson (1993) et Draine et Lazarian (1998b), cet entraînement peut ralentir ou exciter la rotation. Pour un PAH avec N_C atomes de carbone et le paramètre d'impact b , la contribution qui ralentit la rotation est :

$$(\tau^{-1} \Delta J)_p = -J \times 2 \times 10^{-8} \left(\frac{N_C}{50} \right)^{-2} \left(\frac{n_i}{100 \text{ cm}^{-3}} \right) \sqrt{\frac{m_i}{m_H}} Z_i^2 \left(\frac{T_{gaz}}{100 \text{ K}} \right)^{-\frac{3}{2}} \left(\frac{\mu}{1 \text{ D}} \right)^2 \times \left[\ln \left(\frac{b_\omega}{a} \right) + \frac{1}{3} \ln \left(\frac{\min(b_q, \lambda_D)}{b_\omega} \right) \right] \quad (\text{en s}^{-1}) \quad (5.38)$$

et sa contrepartie excitatrice :

$$(\tau^{-1} \Delta J)_p = \frac{1}{J} \times 1.5 \times 10^{-3} \left(\frac{n_i}{100 \text{ cm}^{-3}} \right) \sqrt{\frac{m_i}{m_H}} Z_i^2 \left(\frac{T_{gaz}}{100 \text{ K}} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\mu}{1 \text{ D}} \right)^2 \times \left[\ln \left(\frac{b_\omega}{a} \right) + \frac{1}{3} \ln \left(\frac{\min(b_q, \lambda_D)}{b_\omega} \right) \right] \quad (\text{en s}^{-1}) \quad (5.39)$$

où n_i , m_i et Z_i sont la densité, la masse et la charge des ions considérés (H^+ et C^+). λ_D est la longueur de Debye, longueur au-delà de laquelle la charge de l'ion est écrantée : $\lambda_D = \sqrt{kT / 4\pi n_e e^2}$. Ensuite, pour un PAH qui tourne sur lui-même avec la fréquence ω et un ion ayant la vitesse thermique v_i , si le paramètre d'impact b est plus grand que $b_\omega = v_i/\omega$, alors on ne peut plus considérer que la rencontre est lente. Le grain tourne suffisamment vite pour que le moment moyen appliqué tende vers 0. Enfin, d'après Draine et Lazarian (1998b), comme l'excitation rotationnelle est quantifiée, on s'attend à ce que l'interprétation classique de la rencontre ne soit plus valable quand la fréquence caractéristique de variation du champ électrique de l'ion ($\sim v_i/b$) est inférieure à la fréquence de la transition rotationnelle. Cela donne la coupure quantique b_q pour le paramètre d'impact : $b_q \sim I v_i / \hbar$.

Récemment, Ali-Haïmoud et Hirata (communication privée) ont recalculé les trajectoires des ions. En effet Draine et Lazarian (1998b), dont nous utilisons les résultats ici, considèrent que la trajectoire des ions lors de la rencontre avec un grain chargé est rectiligne. Hali-Hamoud et Hirata considèrent la forme hyperbolique de cette trajectoire et estiment l'excitation associée. Cette amélioration n'est pas prise en compte dans nos travaux : ces auteurs ont en effet démontré que ce raffinement ne modifie pas de manière significative les résultats.

4) Formation de H_2

La formation du dihydrogène H_2 à la surface des grains est un phénomène qui affecte la densité, la température et l'évolution chimique du milieu interstellaire (Combes et Pineau Des Forets 2000). Bien que le mécanisme de formation de H_2 soit mal connu dans les milieux dilués comme le milieu interstellaire ($n_H < 10^{11} \text{ cm}^{-3}$), il est établi que H_2 se forme à la surface des grains et pas en phase gazeuse (Gould et Salpeter 1963; Hollenbach et Salpeter 1971). Si cette molécule se forme préférentiellement par chimisorption sur des sites distribués de manière asymétrique à la surface du grain, Rouan *et al.* (1992) ont montré que l'éjection du H_2 formé peut produire une excitation rotationnelle du grain non négligeable et engendrer un moment "systématique" (le moment appliqué au grain a une direction constante). Dans la suite, on suppose que H_2 est éjecté à partir du bord des PAH suivant une loi en cosinus avec la probabilité dP de quitter la surface dans l'angle solide $d\Omega$:

$$dP(\theta) = \frac{d\Omega}{\pi} \cos \theta \quad (5.40)$$

En considérant que le taux d'éjection est égal à 1 lorsque la molécule est déjà formée, le taux de formation de H_2 est exprimé de la façon suivante :

$$R_f = v_H \pi a^2 \times (1 - f_H) \times \text{constante} \quad (5.41)$$

où n_H et v_H sont la densité et la vitesse du gaz interstellaire, a le rayon du PAH, f_H sa fraction de déshydrogénation et la *constante* est ajustée d'après les travaux de Jura (1975) qui montre que le taux de formation de H_2 est $R_f (\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}) = 3 \times 10^{-17} (T_{\text{gaz}}/70 \text{ K})^{1/2}$. En effet, toutes les collisions ne conduisent pas à la formation de H_2 . On suppose par ailleurs que tout le H_2 interstellaire est formé sur les PAH. On considère que le PAH a une asymétrie d'un site et que ce site est toujours situé au même endroit sur la molécule. Une limite supérieure est donc dérivée de toutes ces hypothèses et la variation du moment angulaire pour une éjection de H_2 est :

$$(\Delta J)_{pe} = a p_{H_2} \times \langle P(\theta) \sin \theta \rangle \quad (5.42)$$

où $\overrightarrow{p_{H_2}}$ est la quantité de mouvement de la molécule éjectée. Cette réaction est exothermique et libère 4.5 eV qui se répartissent entre l'excitation vibrationnelle et rotationnelle de H_2 , le chauffage

du grain et l'énergie cinétique de la molécule éjectée. On supposera que l'énergie est partagée équitablement entre ces trois canaux, soit $E_{ej} = 1.5$ eV quel que soit l'environnement interstellaire considéré. On obtient finalement pour le taux de variation du moment angulaire :

$$(\tau^{-1} \Delta J)_{H_2} = 3.4 \times 10^{-8} \left(\frac{N_C}{50} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{n_H}{100 \text{ cm}^{-3}} \right) \sqrt{\frac{T_{gaz}}{100 \text{ K}}} \sqrt{\frac{E_{ej}}{1.5 \text{ eV}}} (1 - f_H) \quad (\text{en s}^{-1}) \quad (5.43)$$

5) Effet photoélectrique

Les photons UV provenant des étoiles peuvent arracher des électrons des grains. Les photo-électrons émis emportent une partie non négligeable de l'énergie des grains sous forme d'énergie cinétique de l'ordre de 1 eV. On appelle rendement photoélectrique la probabilité qu'un électron soit éjecté après l'absorption d'un photon UV. On distingue deux cas d'éjections : l'éjection photoélectrique d'électrons de la couche de valence et le photodétachement d'électrons en excès sur le grain.

Pour les éjections dites photoélectriques, quand $Z_g > 0$ (Z_g est la charge moyenne du grain), le niveau de plus haute énergie occupé est proche de la bande de valence puisque le nombre d'électrons qui ont été arrachés est petit comparé au nombre total d'électrons dans le grain. Ainsi, l'énergie seuil $h\nu_{pe}$ pour qu'il y ait émission photoélectrique pour $Z_g > 0$ est le potentiel d'ionisation : $h\nu_{pe} = IP_Z$. Dans le cas où $Z_g < -1$, $h\nu_{pe} > IP_Z$ car l'électron doit surmonter la barrière coulombienne répulsive avant de pouvoir quitter le grain. On suppose que la probabilité de surmonter cette barrière par effet tunnel devient non négligeable quand l'énergie de l'électron dépasse le potentiel à l'infini d'un facteur $E_{min} = -(Z_g + 1)e^2/a$ (Weingartner et Draine 2001; Bakes et Tielens 1994) :

$$h\nu_{pe} = \begin{cases} IP_Z(Z_g, N_C) & \text{si } Z_g \geq -1 \\ IP_Z(Z_g, N_C) + E_{min}(Z_g, N_C) & \text{si } Z_g < -1 \end{cases} \quad \text{et } IP_Z \text{ (eV)} = 4.4 + \left(Z_g + \frac{1}{2} \right) \frac{25.1}{\sqrt{N_C}} \quad (5.44)$$

où la valeur 4.4 eV est celle valable dans le cas d'une feuille de graphite infinie et IP_Z est calculé dans le cas d'un PAH plan. Cette relation reflète le fait que plus la charge du grain est élevée plus la barrière coulombienne augmente (IP_Z élevé) et donc plus la probabilité d'éjection de photoélectrons diminue.

Pour les éjections dites de photodétachement, quand $Z_g < 0$, les Z_g électrons attachés occupent les niveaux d'énergie au-dessus de la couche de valence si cette dernière est remplie à l'état neutre. L'énergie seuil $h\nu_{pdt}$ pour qu'un électron soit photodétaché est donc :

$$h\nu_{pdt}(Z < 0) = -AE(Z + 1, N_C) + E_{min}(Z, N_C) \quad (5.45)$$

où $AE(Z + 1, N_C)$ est l'affinité électronique du grain (Weingartner et Draine 2001), c'est-à-dire l'énergie libérée par le grain lorsqu'il capte un électron. C'est donc le processus inverse de l'arrachage d'électrons et on peut alors écrire : $-AE(Z + 1, N_C) = IP(Z + 1, N_C)$.

Les valeurs seuils en énergie pour lesquelles on a éjection d'électrons étant connues, on peut exprimer le taux d'émission photoélectrique comme (en électrons par seconde) :

$$\tau_{pe}^{-1} = \int_{\nu_{pet}}^{\nu_{max}} Y(Z_g, N_C, \nu) \sigma_{abs}(N_C, \nu) \frac{cu_\nu}{h\nu} d\nu + \int_{\nu_{pdt}}^{\nu_{max}} Y(Z_g, N_C, \nu) \sigma_{abs}(N_C, \nu) \frac{cu_\nu}{h\nu} d\nu \quad (5.46)$$

où la première intégrale prend en compte les émissions dites photoélectriques et la seconde les émissions dites de photodétachement (ce terme n'apparaît que dans le cas où $Z_g < 0$) ; ν_{max} est la

fréquence de Lyman et la fonction $Y(Z_g, N_C, \nu)$ est le rendement photoélectrique. Draine (1978) a déterminé une expression semi-empirique pour Y :

$$Y(Z_g, N_C, \nu) = Y_\infty \left(1 - \frac{IP_Z}{h\nu}\right) f_y(N_C) \quad (5.47)$$

où Y_∞ est une constante et f_y un facteur qui exprime le fait que le rendement est meilleur pour les petits grains¹⁰. La forme de cette relation reproduit l'augmentation rapide du rendement pour des énergies proches de l'énergie d'ionisation et le fait que le rendement reste constant pour des énergies supérieures. Bakes et Tielens (1994) ont déterminé les valeurs de Y_∞ et f_y qui permettent de reproduire les mesures expérimentales faites sur le coronène (Verstraete *et al.* 1990) : soit $Y_\infty = 0.14$ et $f_y = 11$. On obtient ainsi $\tau_{pe}^{-1} = 1.6 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$ pour $N_C = 50$ dans le cas du milieu neutre et froid.

Le taux d'émission de photoélectrons étant maintenant connu, il reste à calculer la variation du moment angulaire induite par l'arrachage d'un électron. Le moment appliqué au grain quand l'électron quitte la surface est : $\Delta J = (2\pi/h) \|\vec{r} \wedge \vec{p}_e\|$ où \vec{r} est la distance entre l'axe d'inertie et le point de la surface d'où part l'électron et \vec{p}_e est sa quantité de mouvement. On montre que pour un disque, la valeur moyenne de r est $2a/3\pi$ avec a le rayon du disque. Par ailleurs, $p_e = \sqrt{2m_e E_e}$ où m_e est la masse de l'électron et E_e son énergie cinétique. La fonction de partition de l'énergie cinétique des photoélectrons $g(N_C, IP_Z)$, définie comme la fraction d'énergie du photon incident convertie en énergie cinétique du photoélectron, est donnée par Bakes et Tielens (1994) :

$$g(N_C, IP_Z) = \frac{1}{2} \left(\frac{h\nu - IP_Z}{h\nu} \right) \quad (5.48)$$

Bakes et Tielens (1994) remarquent que cette valeur reste incertaine malgré quelques mesures expérimentales la confortant. On peut donc maintenant exprimer l'énergie moyenne des électrons éjectés :

$$\langle E_e \rangle = \frac{1}{2} \frac{\int_{IP_Z}^{\nu_{max}} (h\nu) \times Y(Z_g, N_C, \nu) \sigma_{abs} g(N_C, IP_Z) \frac{\nu_{I\nu}}{\nu} d\nu}{\int_{IP_Z}^{\nu_{max}} Y(Z_g, N_C, \nu) \sigma_{abs} g(N_C, IP_Z) \frac{\nu_{I\nu}}{\nu} d\nu} \quad (5.49)$$

Soit $\langle E_e \rangle \sim 2 \text{ eV}$ pour $N_C = 50$ dans le cas où le grain est soumis à l'ISRF (Mathis *et al.* 1983). En supposant que les électrons sont éjectés dans des directions suivant une loi en cosinus (Eq. 5.40), on obtient finalement pour le taux de variation du moment angulaire :

$$(\tau^{-1} \Delta J)_{pe} = \tau_{pe}^{-1} \times 0.15 \sqrt{\frac{N_C}{50}} \sqrt{\frac{E_e}{1 \text{ eV}}} \quad (\text{en s}^{-1}) \quad (5.50)$$

5.3 Moment angulaire le plus probable J_0

La contribution de tous les processus participant à l'excitation rotationnelle des PAH interstellaires est maintenant connue. Il est donc possible de résoudre l'Eq. 5.7 pour déterminer le moment angulaire le plus probable J_0 . Dans la suite, les variations de J_0 en fonction des différents paramètres qui peuvent l'influencer sont décrites : le milieu dans lequel sont plongés les grains (densité et température du gaz), la forme de la section efficace d'absorption, l'intensité et la forme spectrale du champ de rayonnement incident. Les environnements interstellaires et le champ de rayonnement sont définis dans le chapitre 1 (Tab. 1.1 et Fig. 1.4).

¹⁰Dans le cas des gros grains, qu'on ne peut plus considérer plans, le photoélectron peut perdre toute son énergie par collisions avec les atomes de carbone avant d'atteindre la surface.

5.3.1 Influence de l'environnement

La Fig. 5.3 montre le moment angulaire le plus probable J_0 en fonction de la taille des PAH dans le cas du milieu diffus (CNM, WNM et WIM), de la Barre d'Orion et des nuages moléculaires. On constate que J_0 augmente avec la taille des PAH dans tous les environnements considérés. En effet, la section efficace augmentant avec la taille, le nombre d'événements dans la marche au hasard augmente également. Pour le milieu diffus, les cas du CNM, du WNM et du WIM donnent des résultats très proches. A champ de rayonnement constant ($G_0 = 1$), une variation de la densité n'a que peu d'influence sur J_0 ($n_H = 0.1$ à 30 cm^{-3}). Par ailleurs, dans les cas de la Barre d'Orion et des nuages moléculaires, où la densité et/ou l'intensité du champ de rayonnement sont beaucoup plus importantes, le moment angulaire est plus élevé que pour le milieu diffus. Cela illustre à nouveau l'augmentation du nombre d'événements dans la marche au hasard.

D'autre part, la Fig. 5.4 présente $|\tau^{-1}\Delta J|_i$ à $J = J_0$ en fonction de N_C , pour tous les processus discutés précédemment. Dans tous les cas, les émissions rotationnelle et IR sont des processus ralentisseurs très efficaces pour atteindre l'équilibre. La contrepartie excitatrice est dominée soit par les collisions, soit par l'effet photoélectrique. Cette prépondérance est fonction de l'environnement et de la taille des grains.

Un des buts de la réalisation de ce nouveau modèle de rotation des PAH était de comprendre les différences entre les résultats de Rouan *et al.* (1992) et de Draine et Lazarian (1998b). Nos résultats montrent que les processus radiatifs (rotation et IR) et les interactions avec le gaz sont d'importance comparable. Il semble donc que Rouan *et al.* (1992) aient sous-estimé l'influence de ces dernières. En outre, un des processus de freinage dominant est ici l'émission rotationnelle qui est un terme strictement proportionnel au moment dipolaire électrique au carré. La valeur de J_0 n'est donc pas indépendante de μ . Diminuer μ revient à augmenter la valeur de J_0 et le processus dominant pour le ralentissement est alors l'émission IR. Il semble donc qu'on ne puisse pas apporter de réponse définitive pour lever la contradiction entre les résultats de Rouan *et al.* (1992) et Draine et Lazarian (1998b). Le freinage est assuré par l'émission IR dans le cas où le moment dipolaire est faible et/ou dans le cas où G_0 est grand. Il est assuré en grande partie par l'émission rotationnelle autrement.

5.3.2 Influence de la section efficace d'absorption

Les observations dans l'IR des PAH interstellaires montrent qu'ils peuvent être présents sous forme neutre ou ionisée. Les sections efficaces d'absorption de ces deux types d'espèces étant très différentes, les variations de J_0 en fonction de N_C dans les deux cas sont représentés sur la Fig. 5.5. Les paramètres du gaz sont ceux du CNM. On constate que les valeurs de J_0 sont très peu affectées par l'état d'ionisation de la molécule. La différence est inférieure à 1% quelle que soit la taille considérée. Cette figure montre également l'influence de la position du premier mode vibrationnel sur J_0 . Les différences sont négligeables pour $N_C < 100$ et restent inférieures à 10% pour les tailles supérieures. Par ailleurs, la position des deux autres modes de vibration dans l'IR lointain n'a pas d'effet sur les valeurs de J_0 quelle que soit la taille considérée (dans la mesure où ceux-ci restent positionnés dans les groupes d'énergie définis au §3.2.2).

Les profils de Lorentz que nous utilisons pour les bandes vibrationnelles varient en λ^{-2} à grande longueur d'onde. Le moment angulaire le plus probable doit donc dépendre de la forme du profil de bande adoptée pour la section efficace d'absorption. Pour tester cette influence, nous avons calculé

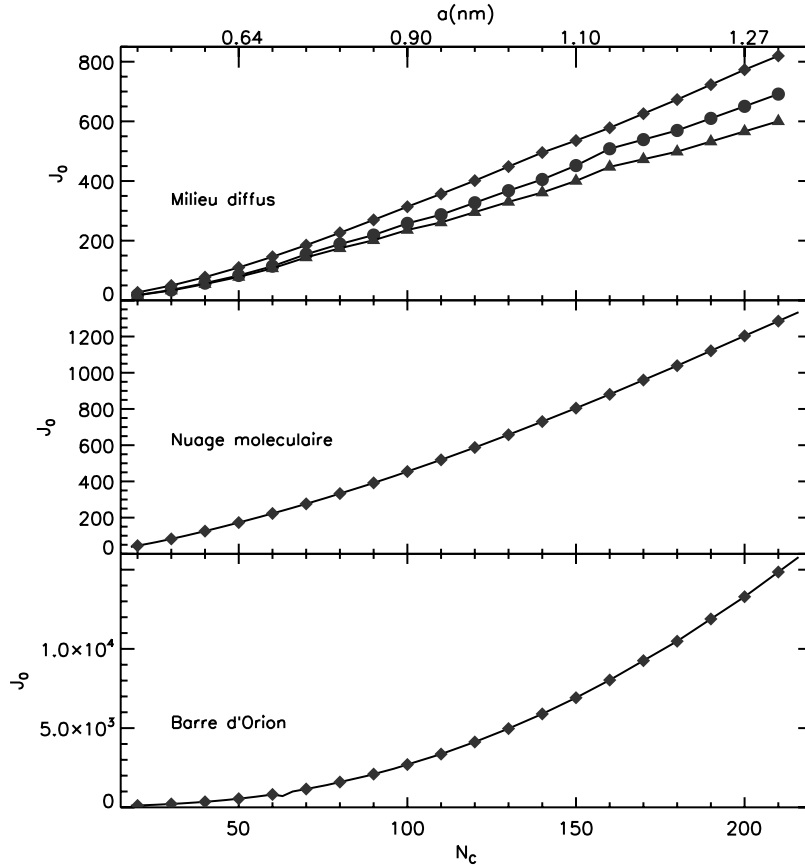


Figure 5.3 - Moment angulaire le plus probable J_0 en fonction de la taille des PAH. *En haut* : les losanges représentent le cas du CNM, les disques celui du WIM et les triangles celui du WIM. *Au milieu* : les losanges représentent le cas des nuages moléculaires. *En bas* : les losanges représentent le cas de la Barre d'Orion.

le moment angulaire le plus probable J_0 en prenant comme profil de bande (voir Eq. 3.1) :

$$\frac{E_0}{E} D(E, E_0, \Delta E) = \frac{E_0 E \Delta E^2}{(E^2 - E_0^2)^2 + (E \Delta E)^2} \quad (5.51)$$

ce qui donne une variation en λ^{-1} à grande longueur d'onde. Les valeurs de J_0 correspondantes sont représentées par la courbe bleue sur la Fig. 5.5. On constate que pour $N_C < 100$, il n'y a aucune différence entre les deux modèles et que pour les tailles supérieures la variation ne dépasse pas 6%. Le choix du profil des bandes d'émission IR n'est donc pas critique pour la détermination de J_0 .

5.3.3 Influence du champ de rayonnement incident

On examine dans cette partie l'influence de l'intensité et de la couleur du champ de rayonnement sur le moment angulaire des PAH. On a vu au chapitre 1 que modifier le champ de rayonnement modifie les paramètres du gaz (n_H, T_{gaz}, n_e). Les valeurs utilisées pour ces paramètres dans la suite de ce paragraphe sont celles calculées à l'équilibre thermique dans le §1.7.

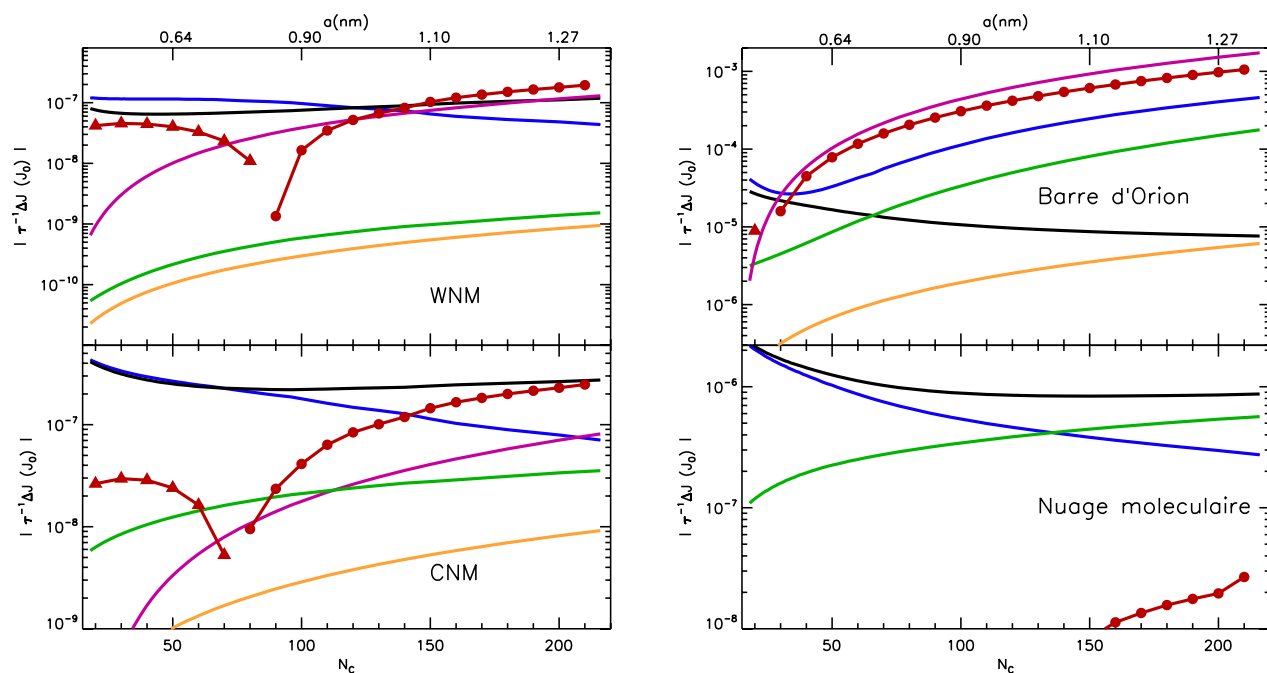


Figure 5.4 - Valeurs absolues du taux de changement du moment angulaire (à $J = J_0$) pour tous les processus en fonction de N_C . La courbe bleue montre la contribution de l'émission rotationnelle, les cercles et les triangles rouges le freinage et l'excitation par l'émission IR respectivement, la courbe orange représente la contribution de la formation de H_2 , la courbe noire l'excitation par collisions et entraînement par le plasma, la courbe verte l'excitation par collisions et entraînement par le plasma.

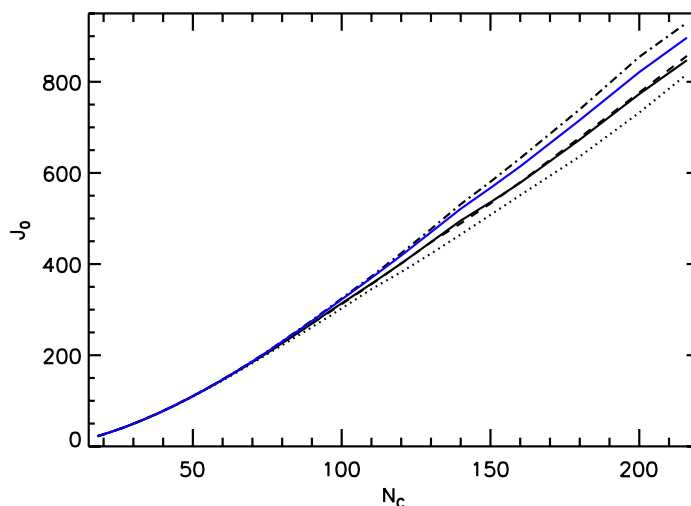


Figure 5.5 - Influence de la section efficace IR des PAH dans le cas du CNM : le cas des PAH cations est représenté par la courbe en trait plein et celui des neutres par les tirets. Les cas extrêmes pour la position du premier mode vibrationnel $1596/N_C$ et $2970/N_C \text{ cm}^{-1}$ sont représentés par la courbe en pointillés et la courbe en tirets-pointillés respectivement (Fig. 3.2). La courbe bleue représente le cas où l'on a remplacé le profil de Lorentz des bandes par des profils de Lorentz divisés par ν .

♣ Influence de l'intensité du champ de rayonnement

On examine ici l'influence de l'intensité du champ de rayonnement incident sur l'excitation rotationnelle des PAH. Le champ utilisé est un corps noir de température effective égale à 22 000 K qui a été normalisé de telle sorte que G_0 varie de 10^{-2} à 10^5 (intégrale du corps noir de 5 à 13.6 eV, avec $G_0 = 1$ pour l'ISRF). La couleur du champ de rayonnement est conservée alors que l'énergie absorbée est proportionnelle à G_0 . Ce calcul a été exécuté pour trois densités différentes : $n_H = 0.1, 30$ et 300 cm^{-3} . La Fig. 5.6 montre les valeurs de J_0 en fonction de G_0 . Quand n_H est faible, les interactions avec le gaz sont dominées par l'émission IR pour la construction du moment angulaire. Or quand G_0 augmente, le temps caractéristique entre deux absorptions de photons diminue et la relaxation du PAH est interrompue. Il a alors une énergie interne plus grande et les taux d'émission IR augmentent car le pic de la distribution d'énergie interne se déplace vers le premier mode vibrationnel. Le nombre de pas dans la marche au hasard augmentant, J_0 augmente. On remarque également que plus le PAH est grand, plus J_0 augmente rapidement. L'énergie du premier mode vibrationnel diminue avec la taille et nécessite donc des valeurs de G_0 plus faibles pour être excité. Par ailleurs, quand la densité augmente, on constate que l'émission IR ne devient un processus influent que pour de grandes valeurs de G_0 . Pour $G_0 \lesssim 10 - 100$, cette valeur seuil dépendant de N_C et de n_H , la valeur de J_0 est à peu près constante. Au-delà de ce seuil, J_0 augmente avec G_0 . Les conséquences de ce comportement de J_0 avec G_0 sur le spectre de rotation résultant seront décrites au §5.6.

♣ Influence de la couleur du champ de rayonnement

La Fig. 5.7 montre l'influence de la couleur du champ de rayonnement sur les valeurs de J_0 . Le champ de rayonnement est composé du CMB et d'un corps noir de température T_{eff} comprise entre 5 000 et 50 000 K. L'intensité de ce corps noir est normalisée de telle sorte qu'il corresponde à $G_0 = 1$. La puissance absorbée dans le domaine UV/visible est donc conservée quelle que soit T_{eff} alors que la couleur change, c'est-à-dire l'énergie moyenne du photon absorbé. Pour un PAH avec 50 atomes de carbone, elle passe de 2.4 eV à 5 000 K à 8.4 eV à 50 000 K, contre 3.16 eV dans le cas de l'ISRF. On constate sur la Fig. 5.7 que pour $T_{eff} \geq 10\,000 \text{ K}$, J_0 est à peu près constant. Le moment angulaire est plus élevé pour les températures inférieures car la contribution de l'émission IR au freinage est trop faible. Pour les températures plus élevées, J_0 ne varie pas. En effet, la Fig. 3.7 montre que lorsque l'énergie moyenne du photon absorbé augmente mais que G_0 reste constant, l'importance de la queue de distribution de l'énergie interne est accentuée mais reste cependant mineure par rapport au pic de la distribution. De plus, l'énergie du pic n'est pas modifiée. Augmenter T_{eff} à G_0 constant change donc peu la contribution de l'émission IR. Par ailleurs, comme G_0 reste égal à 1, la contribution des interactions avec le gaz n'augmente pas de manière significative avec T_{eff} et J_0 ne varie pas.

5.3.4 Influence de la densité du gaz n_H

La Fig. 5.8 montre l'influence de la densité du gaz sur le moment angulaire le plus probable. Le champ de rayonnement est un corps noir à 22 000 K avec $G_0 = 1$. On considère que le gaz est à l'équilibre thermique. Les paramètres du gaz sont donnés au §1.7. On constate que pour $0.1 \lesssim n_H \lesssim 30 \text{ cm}^{-3}$ la valeur de J_0 est à peu près constante. Pour les environnements plus denses, J_0 augmente avec n_H . Ce comportement pour les milieux les plus denses s'explique aisément. En effet, les taux de changement du moment angulaire produits par les interactions avec le gaz sont directement proportionnels à n_H et dominant l'excitation. En revanche, pour les milieux moins

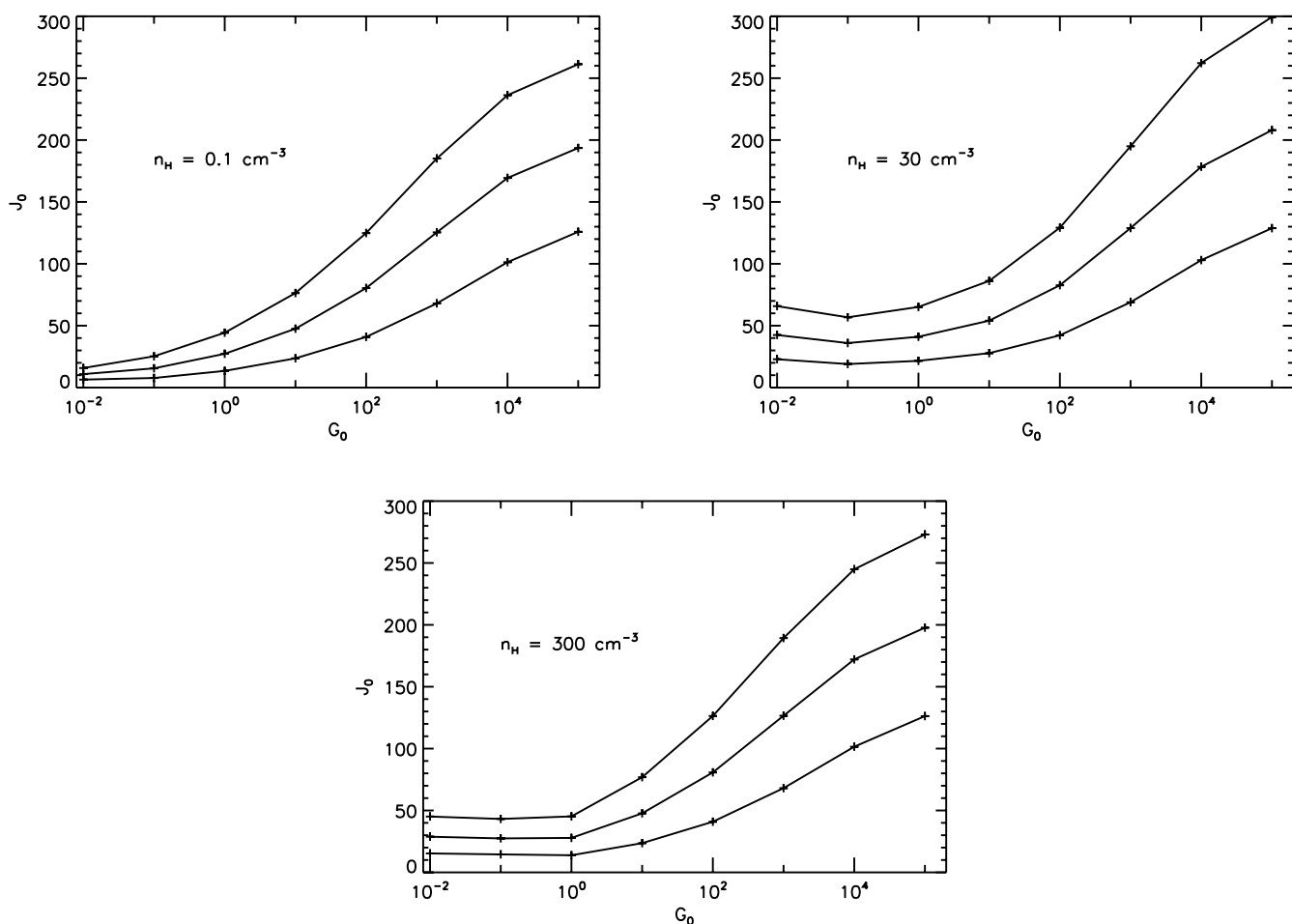


Figure 5.6 - Moment angulaire le plus probable J_0 en fonction de l'intensité du champ de rayonnement G_0 . Le champ de rayonnement est un corps noir à 22 000 K. Sur chaque figure, les trois courbes représentent les résultats pour $N_C = 20, 30$ et 40 de bas en haut. La figure en haut à gauche a été obtenue pour $n_H = 0.1 \text{ cm}^{-3}$, celle en haut à droite pour $n_H = 30 \text{ cm}^{-3}$ et celle du bas pour $n_H = 300 \text{ cm}^{-3}$. Les autres paramètres du gaz ont été obtenus en se plaçant à l'équilibre thermique.

denses, l'excitation rotationnelle est dominée par l'émission IR et le freinage par l'émission rotationnelle. Ces deux contributions ne dépendent pas directement de la densité (voir Eq. 5.11 & 5.16). La valeur de J_0 n'est donc pas modifiée tant que la densité n'est pas suffisante pour que les interactions avec le gaz prennent le pas sur les processus radiatifs. Ceci est vérifié pour $n_H \lesssim 30 \text{ cm}^{-3}$ dans le cas où $N_C \lesssim 30$.

5.3.5 Influence du moment dipolaire électrique μ

La Fig. 5.9 montre l'influence du moment dipolaire électrique des grains sur leur moment angulaire J_0 . Les résultats sont présentés dans le cas du CNM défini dans la Tab. 1.1. Le paramètre que nous faisons varier est la constante m à laquelle le moment dipolaire intrinsèque est proportionnel. On constate que pour toutes les tailles, le moment angulaire diminue quand m augmente. En effet,

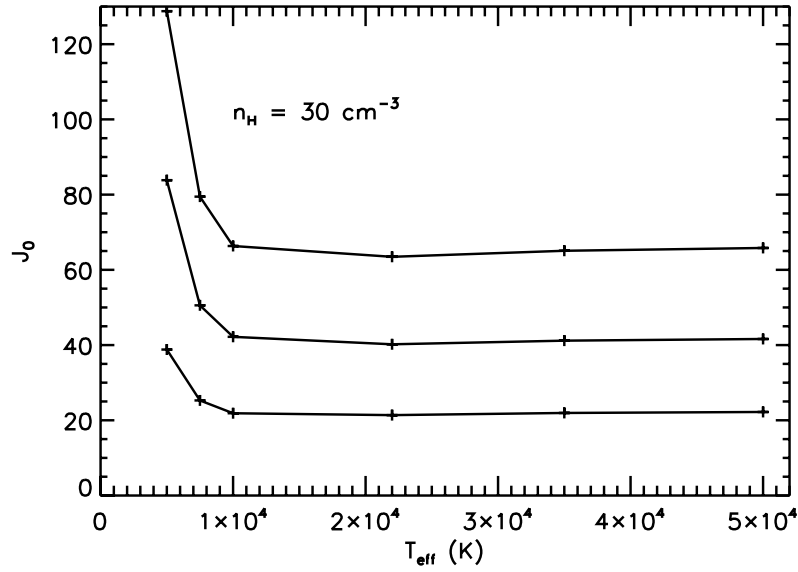


Figure 5.7 - Moment angulaire le plus probable J_0 en fonction de la température effective du champ de rayonnement T_{eff} pour $n_H = 30 \text{ cm}^{-3}$. Le champ de rayonnement est un corps noir de température T_{eff} dont l'intensité a été normalisée pour être telle que $G_0 = 1$ dans tous les cas. Les paramètres du gaz ont été obtenus en se plaçant à l'équilibre thermique avec le logiciel CLOUDY (Ferland *et al.* 1998). A ce corps noir, on a ajouté le CMB. Les résultats sont présentés pour trois tailles : $N_C = 20, 30$ et 40 de bas en haut.

le freinage par émission de photons purement rotationnels est proportionnel à $\mu^2 \sim \mu_i^2 \propto m^2$. Plus m augmente, plus le freinage est efficace.

5.4 Distribution du moment angulaire $n(J)$

La connaissance du moment angulaire le plus probable permet d'estimer la distribution du moment angulaire $n(J, N_C)$. Dans la mesure où la variation du moment angulaire ΔJ est toujours très inférieure au moment angulaire total le plus probable J_0 , on peut considérer que la distribution des niveaux de populations des valeurs de J suit la loi "thermique" :

$$\Delta J \ll J_0 \Rightarrow n(J) = n_0 J^2 \exp(-J^2/J_0^2) \quad (5.52)$$

$$\text{avec } n_0 = \left[\int_0^\infty J^2 \exp(-J^2/J_0^2) \right]^{-1}$$

qui décrit bien l'action de l'émission IR¹¹ (Rouan *et al.* 1992; Mulas 1998) et des interactions gaz-grains (Draine et Lazarian 1998b).

¹¹En réalité, Rouan *et al.* (1992) trouvent une distribution pseudo-thermique de la forme suivante : $n(J) \propto (2J + 1)^2 \exp(-AJ(J + 1))$. Cette distribution diffère très peu de la relation 5.52 pour les valeurs de J qui nous intéressent.

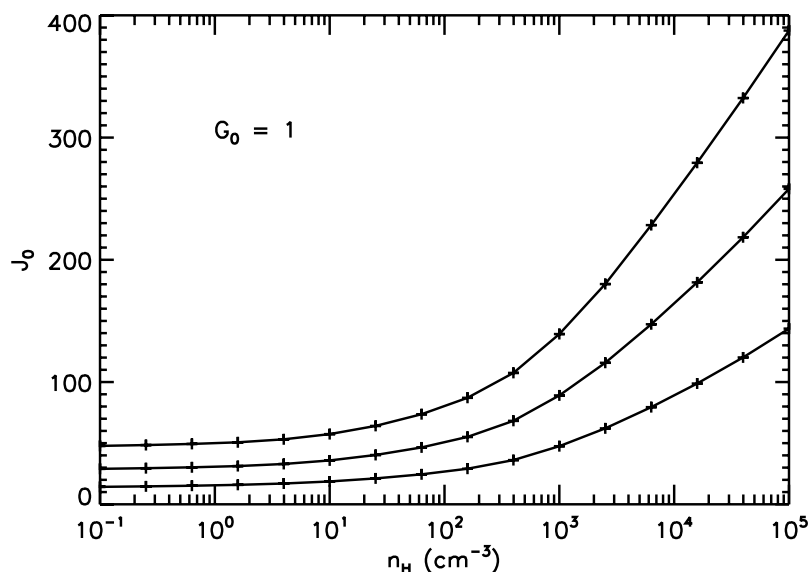


Figure 5.8 - Moment angulaire le plus probable J_0 en fonction de la densité d'hydrogène n_H du milieu dans lequel les grains sont plongés. Le champ de rayonnement est un corps noir à 22 000 K avec $G_0 = 1$ auquel on a ajouté le CMB. Les paramètres du gaz ont été obtenus en se plaçant à l'équilibre thermique avec le logiciel CLOUDY (Ferland *et al.* 1998). Les résultats sont présentés pour trois tailles de PAH : $N_C = 20, 30$ et 40 de bas en haut.

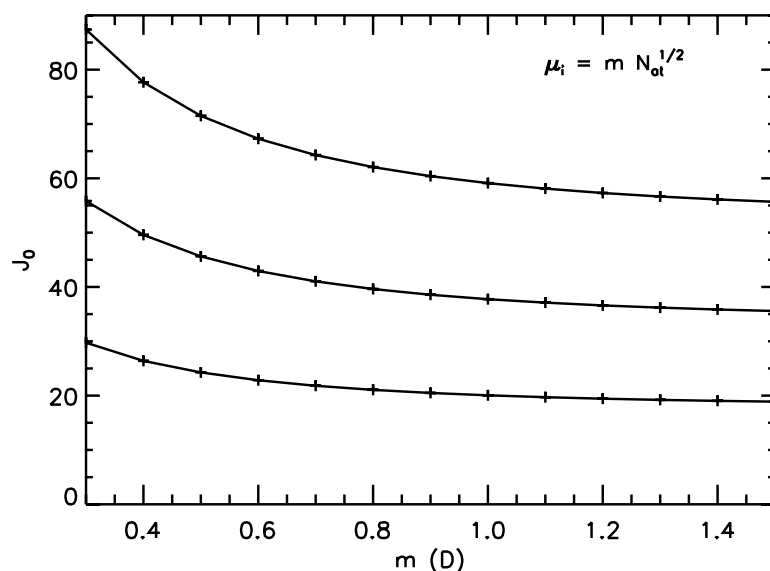


Figure 5.9 - Moment angulaire le plus probable J_0 en fonction du moment dipolaire électrique $\mu(N_C)$ des grains. Les calculs ont été fait dans le cas du CNM. Les résultats sont présentés pour trois tailles de PAH : $N_C = 20, 30$ et 40 de bas en haut.

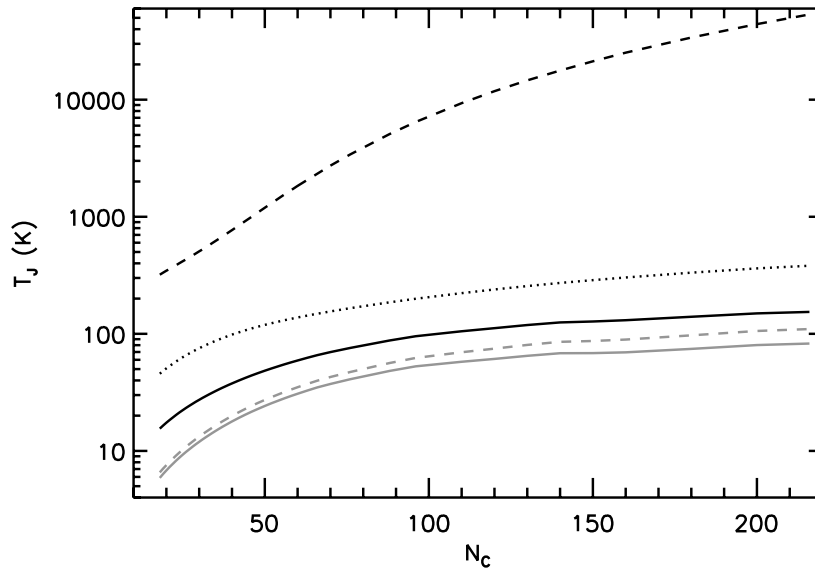


Figure 5.10 - Température rotationnelle pour des PAH cations en fonction de leur taille, pour trois environnements différents : le CNM (trait plein noir), le WNM (tirets gris), le WIM (trait plein gris), les nuages moléculaires (pointillés noirs) et la Barre d'Orion (tirets noirs).

5.5 Température rotationnelle

La température rotationnelle T_J est définie à partir du nombre rotationnel le plus probable J_0 et de la distribution du moment angulaire $n(J)$. On obtient alors :

$$T_J \text{ (K)} = \frac{B J_0^2}{k} = 10 \times N_C^{-2} J_0^2 \quad (5.53)$$

La Fig. 5.10 présente la température rotationnelle en fonction de la taille des PAH pour différents environnements interstellaires. On constate que T_J est subthermique dans le cas du milieu diffus (CNM, WNM et WIM) alors qu'elle est suprathermique pour les nuages moléculaires et la Barre d'Orion. Ces résultats sont en accord avec les résultats de Rouan *et al.* (1997). Ils montrent que dans le Rectangle Rouge la température rotationnelle des PAH est suprathermique avec $T_J \sim 100$ K pour $N_C = 40$, et qu'elle est infrathermique dans le cas du milieu diffus et d'une nébuleuse par réflexion.

5.6 Emission rotationnelle résultante

♣ Détermination de la puissance émise

La puissance émise par un PAH contenant N_C atomes de carbone qui passe d'un niveau J à un niveau $J - 1$ est :

$$P(J) = A_{J \rightarrow J-1} \times 2BJ \quad (5.54)$$

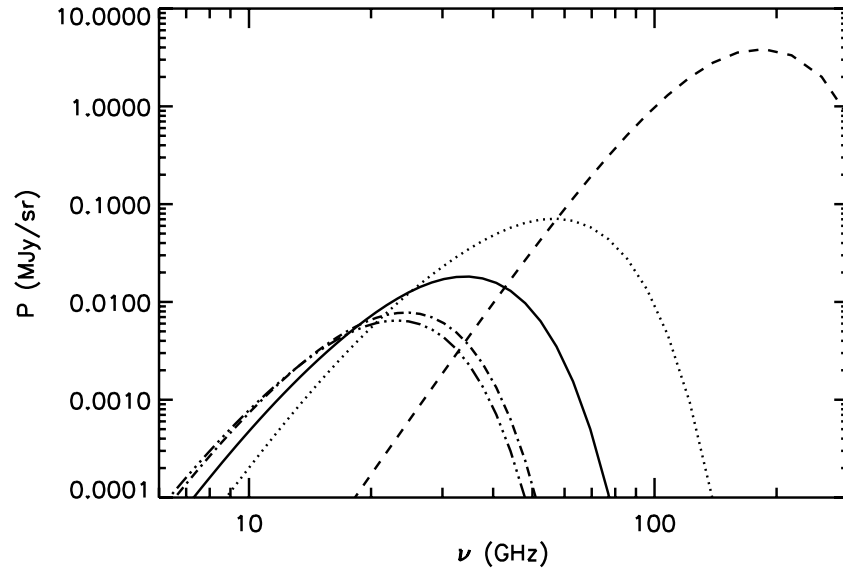


Figure 5.11 - Spectre de rotation pour une distribution de tailles de PAH avec $\alpha = 3.5$ (Mathis *et al.* 1977) et $N_C = 30-216$, pour une densité de colonne d'hydrogène $N_H = 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ et une abondance du carbone dans les PAH $[C/H] = 4.3 \times 10^{-5}$. La courbe en trait plein montre le cas du CNM, les tirets-pointillés celui du WIM, les tirets-triple pointillés celui du WIM, les pointillés le cas des nuages moléculaires et les tirets le cas de la Barre d'Orion.

avec $A_{J \rightarrow J-1}$ le taux d'émission spontanée (Eq. 5.13) et $2BJ = h\nu$ l'énergie de la transition ($\Delta K = 0$ pour les transitions rotationnelles). On définit la distribution de tailles des PAH $n_{PAH}(N_C)dN_C$ comme le nombre de PAH par proton du milieu interstellaire ayant un nombre d'atomes de carbone compris entre N_C et $N_C + dN_C$. Pour la distribution du moment angulaire $n(N_C, J)$ on peut alors écrire :

$$P(h\nu) = \frac{N_H}{4\pi} \int_{N_{min}}^{N_{max}} A_{J \rightarrow J-1} n(N_C, J) \frac{2BJ}{2Bc} n_{PAH}(N_C) dN_C \quad (5.55)$$

Dans la mesure où nous sommes intéressés par le spectre en bande large, la largeur de bande a été posée égale à $2Bc$: $\Delta\nu = 2Bc$ est la bande passante du photon émis en Hz.

♣ Variations en fonction du milieu considéré et de la distribution de tailles

La Fig. 5.11 montre l'influence de l'environnement interstellaire dans lequel les PAH sont plongés sur le spectre de rotation et la Fig. 5.12 celle de la distribution de tailles. On prend comme distribution de tailles une loi de puissance en $n(a) \propto a^{-\alpha}$ ou $n(N_C) \propto N_C^{-\beta}$ avec $\beta = (\alpha + 1)/2$. Augmenter la valeur de α revient donc à augmenter la fraction de petits PAH ($N_C \lesssim 70$). On passe de ~30% à ~90% de petits PAH quand α passe de 0 à 6 avec $N_C = 30 - 216$. L'intensité varie d'un facteur 5 alors que le pic est décalé vers le rouge d'environ 9 GHz. La valeur choisie pour la plus petite taille de PAH trouvera sa justification au chapitre 7. La Fig. 5.12 montre également un spectre de rotation obtenu avec une distribution de tailles de type *log-normale*, similaire à celle utilisée par Draine et Lazarian (1998b) :

$$n_{PAH}(N_C) \propto N_C^{-1} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln(N_C/N_0)}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (5.56)$$

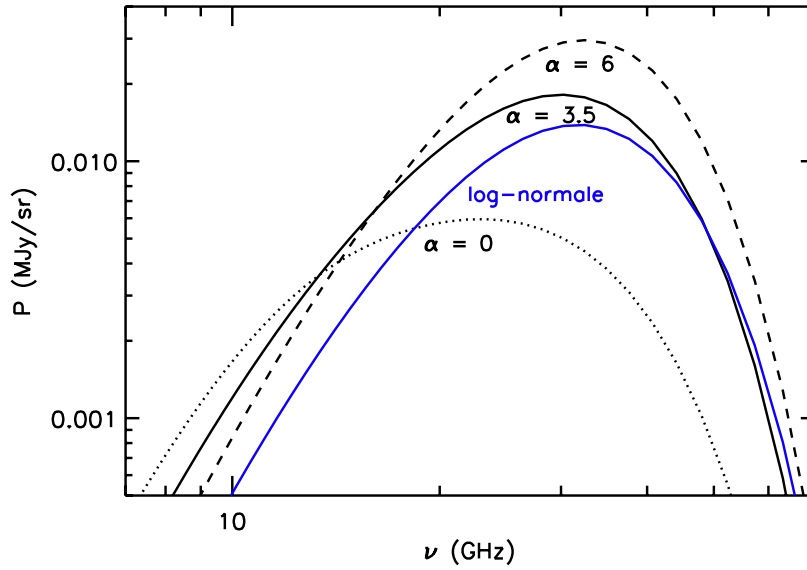


Figure 5.12 - Spectre de rotation pour une distribution de tailles des PAH $n(a) \propto a^{-\alpha}$ et $N_C = 30 - 216$. La courbe en trait plein montre le cas classique $\alpha = 3.5$ (Mathis *et al.* 1977), les pointillés le cas $\alpha = 0$ (autant de gros PAH que de petits PAH avec une taille moyenne de 123 atomes de carbone) et les tirets le cas $\alpha = 6$ (une majorité de petits PAH avec une taille moyenne de 38 atomes de carbone). La courbe bleue montre un spectre obtenu avec une distribution de tailles de type log-normale centrée en $N_C = 44$.

où $N_0 = 44$ et $\sigma = 0.4$. Le spectre de rotation pique dans la même gamme de fréquences que pour $\alpha = 3.5$ et 6 dont les tailles moyennes sont de 48 et 38 atomes de carbone respectivement. La fréquence au maximum est légèrement supérieure au cas MRN car la loi log-normale est centrée sur la taille N_0 et défavorise ainsi les PAH plus grands.

♣ Variations en fonction de G_0 et de T_{eff}

La Fig. 5.13 montre l'influence de G_0 sur la position et l'intensité du spectre de rotation. On a vu au §5.3.3 que J_0 varie peu pour $G_0 \lesssim 10 - 100$ si la densité du gaz est suffisamment importante. Nous examinons ici les conséquences de ce constat sur le spectre de rotation et cela dans quelques bandes d'instruments utiles pour l'observation de l'émission anormale :

- WMAP : cet instrument est présenté au §6.2.1, nous utilisons ici la bande K à 23 GHz.
- GBT (Green Bank Telescope) : le GBT est situé dans le comté de Pocahontas en Virginie Occidentale, c'est le plus grand radio-télescope entièrement orientable. Il possède un diamètre de 100 m environ et sa conception lui permet de voir tout le ciel au-dessus de 5° d'élévation. Le domaine de fréquences disponible s'étend de 290 MHz à 49 GHz. Nous utilisons ici la bande Ku à 13.7 GHz. Ce test est illustratif pour comprendre le comportement du spectre rotationnel à basse fréquence, car de telles observations sont difficiles. La sensibilité du GBT est en effet insuffisante pour mesurer l'émission étendue à basse fréquence.
- Planck-LFI (Low Frequency Instrument) : LFI est l'instrument basse fréquence embarqué sur le satellite Planck. Il est conçu pour couvrir la gamme de fréquences 30-70 GHz avec une résolution angulaire de 33 à 10 arcmin. Nous utilisons ici les bandes à 30, 44 et 70 GHz de LFI et la bande à 100 GHz de Planck-HFI (High Frequency Instrument).

On constate sur la Fig. 5.13 que la position du pic du spectre de rotation varie relativement peu

pour les régions de forte densité ($n_H \geq 30 \text{ cm}^{-3}$) pour $0.01 \leq G_0 \leq 10$. En revanche, dans le cas d'un champ de rayonnement plus intense ou d'une région moins dense, cette position peut varier grandement. Par ailleurs, on peut noter que la puissance émise dans les bandes¹² à basse fréquence (GBT et WMAP) est relativement constante pour $0.01 \leq G_0 \leq 10$. Le spectre d'émission rotationnelle devrait donc être peu variable dans le cas du milieu diffus (CNM, WNM, WIM). Pour $10 \leq G_0 \leq 10^5$, la puissance émise dans les bandes est constante pour $\nu \geq 23 \text{ GHz}$ quelle que soit la densité du milieu considéré.

La Fig. 5.14 présente la position du pic d'émission rotationnelle et l'intensité dans les bandes que nous venons de décrire en fonction de la couleur du champ de rayonnement. On constate que pour $T_{eff} \geq 10\,000 \text{ K}$ la position et l'intensité du spectre sont conservées et cela pour toutes les bandes.

♣ Variations en fonction de n_H

La Fig. 5.15 montre l'influence de n_H sur la position et l'intensité du spectre de rotation dans les mêmes bandes que celles décrites précédemment. On a vu au §5.3.4 que J_0 varie peu pour $0.1 \lesssim n_H \lesssim 30 \text{ cm}^{-3}$. On peut constater que la position du pic d'émission rotationnelle est assez stable pour la même gamme de densités. Il se déplace vers les plus hautes fréquences pour les densités plus importantes. Par ailleurs, l'intensité varie relativement peu dans les bandes à basse fréquence pour $0.1 \lesssim n_H \lesssim 30 \text{ cm}^{-3}$.

L'étude des variations du spectre de rotation en fonction de G_0 et de n_H nous montre donc que l'émission rotationnelle n'est proportionnelle à aucune de ces deux quantités. Elle est assez peu sensible pour $n_H \lesssim 30 \text{ cm}^{-3}$ et $0.01 \lesssim G_0 \lesssim 10$ à 23 GHz. G_0 et n_H influencent cependant dans certains cas sa fréquence et son intensité. Ceci sera une information à retenir avant d'essayer d'interpréter les observations de l'émission anormale.

♣ Variations en fonction de μ

La Fig. 5.16 montre l'influence du moment dipolaire électrique sur l'intensité et la position du spectre rotationnel dans les mêmes bandes que celles décrites précédemment. On a vu au §5.3.5 que le moment angulaire diminue quand μ augmente. Ce résultat se répercute sur le spectre de la manière suivante :

- le pic d'émission est décalé vers les basses fréquences quand μ augmente. Le freinage étant de plus en plus efficace, les grains tournent moins vite. En multipliant m par un facteur 5, le maximum d'émission est décalé de 15 GHz.
- l'émissivité dans les bandes à haute fréquence diminue, alors qu'elle augmente dans les bandes à basse fréquence. La diminution reste cependant modérée dans la plupart de ces bandes car l'émissivité des grains est proportionnelle à μ^2 .

¹²On représente ici l'intensité intégrée dans les bandes instrumentales considérées qui ont des largeurs finies. Si on appelle f_ν la fonction de transmission dans une bande donnée en fonction de la fréquence, l'intensité intégrée dans cette bande est :

$$\frac{\int P(h\nu)f_\nu d\nu}{\int f_\nu d\nu} \quad \text{avec } P(h\nu) \text{ définie par l'Eq. 5.55} \quad (5.57)$$

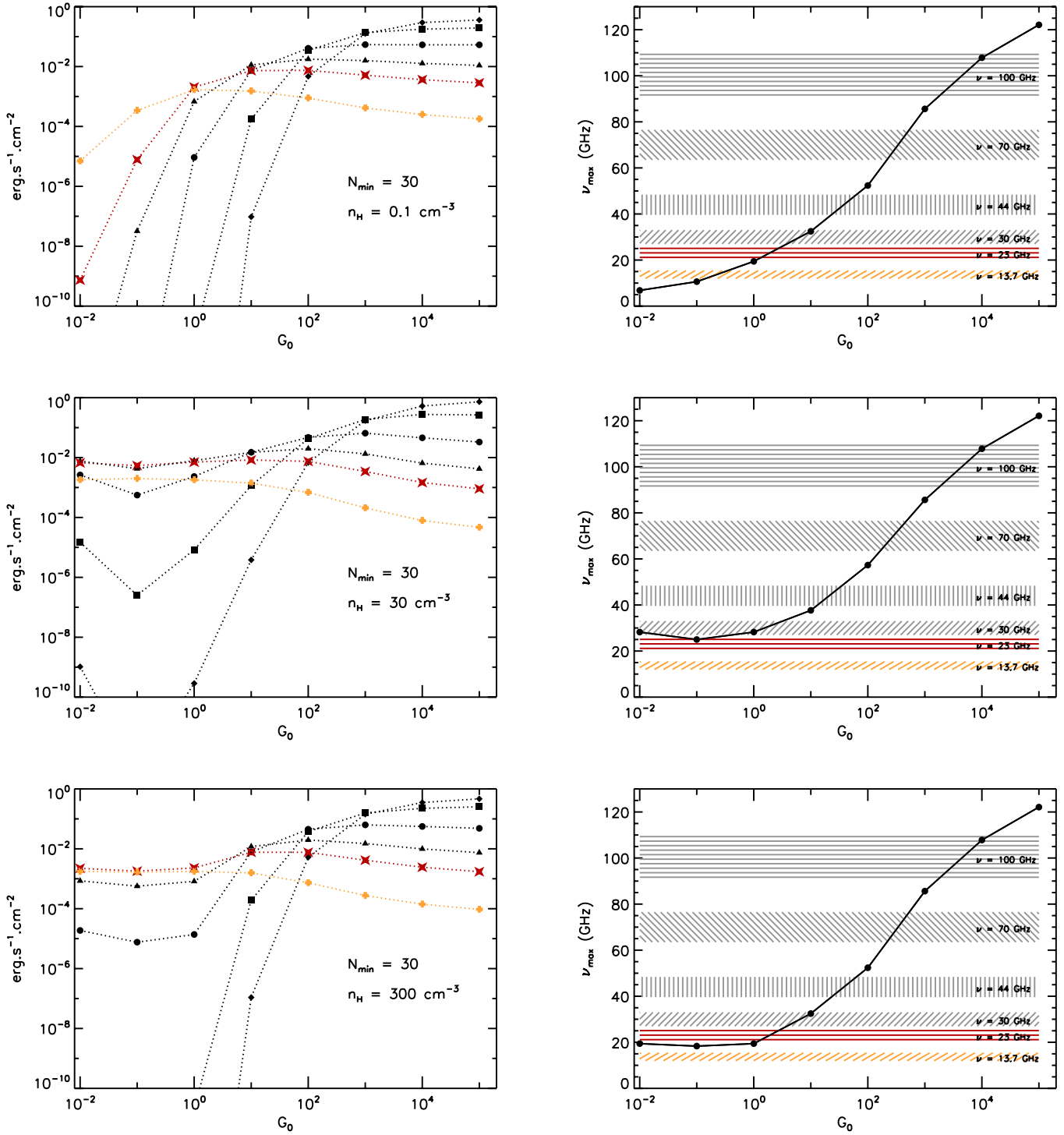


Figure 5.13 - Ces résultats ont été obtenus à partir des modèles décrits au §5.3.3 pour une distribution de tailles MRN avec $N_C = 30 - 216$ et pour trois densités $n_H = 0.1, 30, 300 \text{ cm}^{-3}$ de haut en bas. *A gauche* : émissivité intégrée en fonction de G_0 dans la bande WMAP à 23 GHz (étoiles rouges), dans la bande GBT à 13.7 GHz (croix oranges), dans les bandes LFI à 30, 44, 70 et 100 GHz (triangles, disques, carrés et losanges respectivement). *A droite* : position du pic d'émission rotationnelle en fonction de G_0 . Les zones hachurées montrent la position et la largeur des bandes citées précédemment.

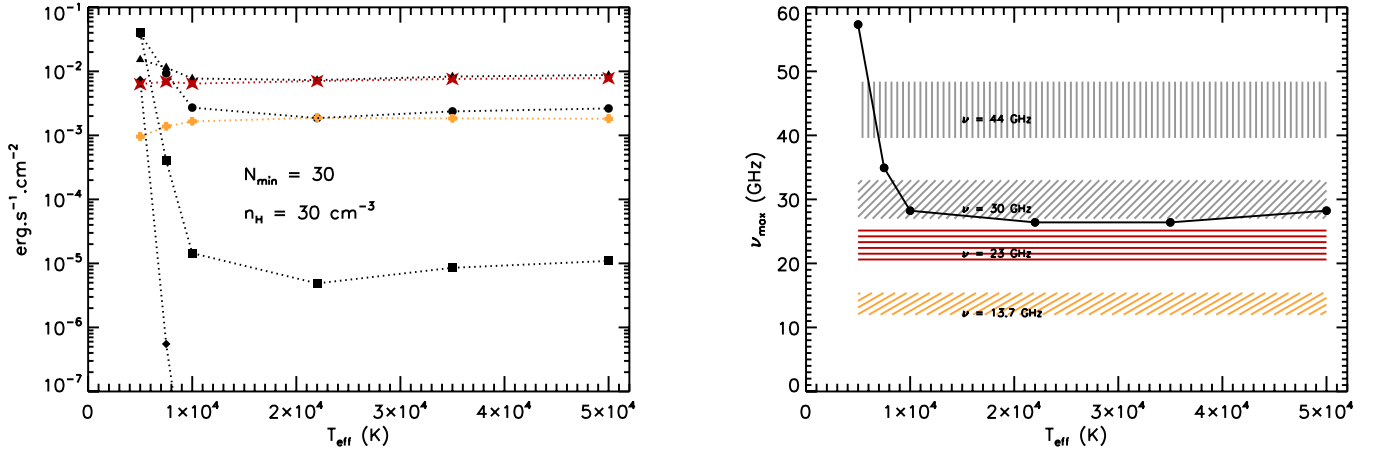


Figure 5.14 - Ces résultats ont été obtenus à partir des modèles décrits au §5.3.3 pour une distribution de tailles MRN avec $N_C = 30 - 216$ et $n_H = 30 \text{ cm}^{-3}$. *A gauche* : émissivité intégrée en fonction de T_{eff} . *A droite* : position du pic d'émission rotationnelle en fonction de T_{eff} . La légende est la même que pour Fig. 5.13.

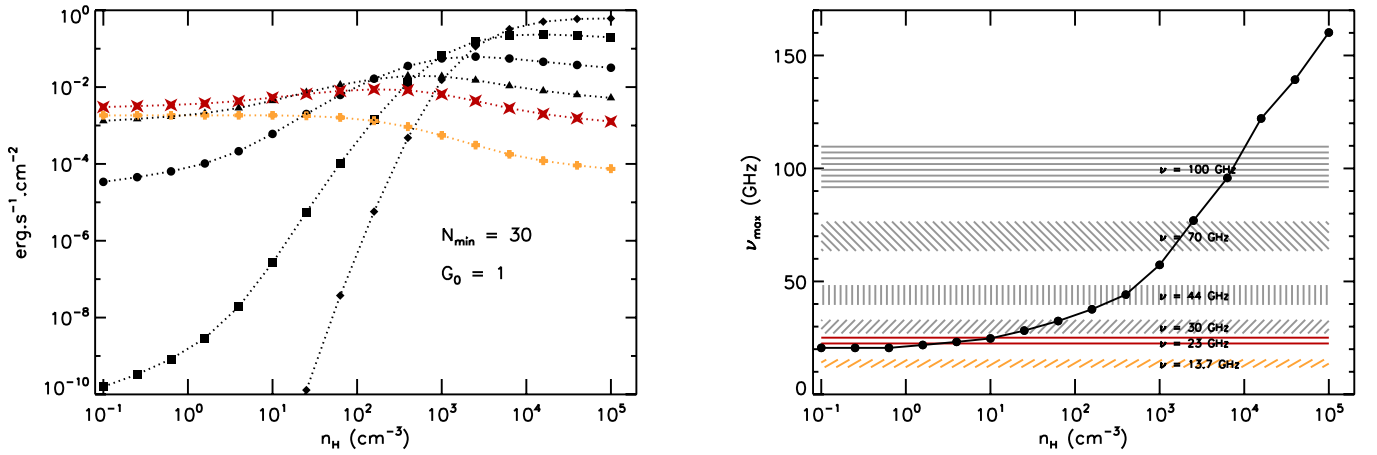


Figure 5.15 - Ces résultats ont été obtenus à partir des modèles décrits au §5.3.4 pour une distribution de tailles MRN avec $N_C = 30 - 216$ et pour $G_0 = 1$. *A gauche* : émissivité intégrée en fonction de n_H dans la bande WMAP à 23 GHz (étoiles rouges), dans la bande GBT à 13.7 GHz (croix oranges), dans les bandes LFI à 30, 44, 70 et 100 GHz (triangles, disques, carrés et losanges respectivement). *A droite* : position du pic d'émission rotationnelle en fonction de n_H . Les zones hachurées montrent la position et la largeur des bandes citées précédemment.

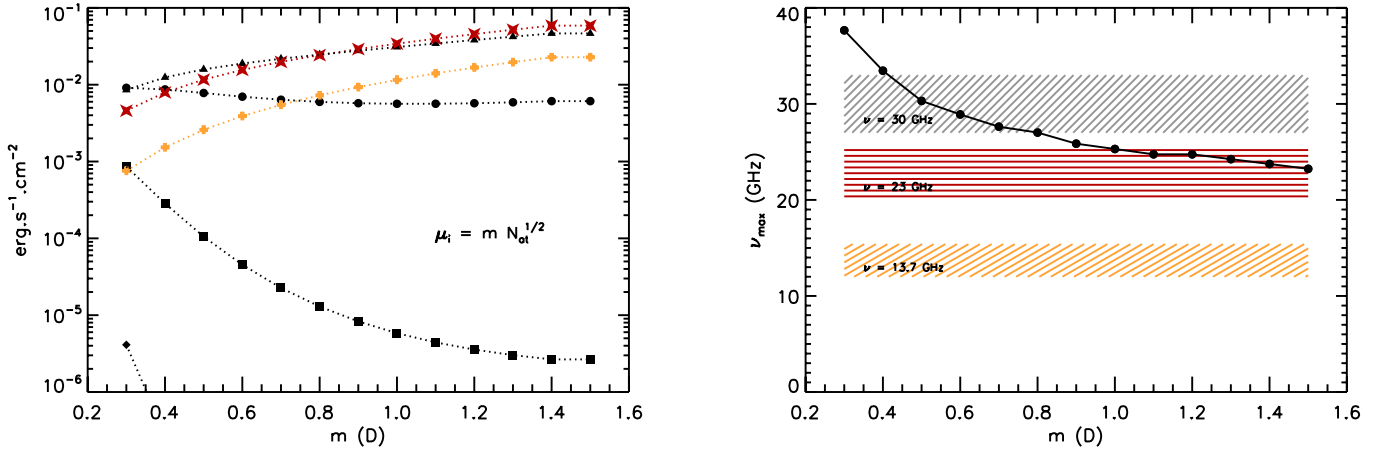


Figure 5.16 - Ces résultats ont été obtenus à partir des modèles décrits au §5.3.5 pour une distribution de tailles MRN avec $N_C = 30 - 216$ et pour $G_0 = 1$. *A gauche* : émissivité intégrée en fonction de m dans la bande WMAP à 23 GHz (étoiles rouges), dans la bande GBT à 13.7 GHz (croix oranges), dans les bandes LFI à 30, 44, 70 et 100 GHz (triangles, disques, carrés et losanges respectivement). *A droite* : position du pic d'émission rotationnelle en fonction de m . Les zones hachurées montrent la position et la largeur des bandes citées précédemment.

5.7 Comparaison avec les modèles précédents

La partie innovante de notre modèle de rotation est le traitement détaillé de l'émission rovibrationnelle IR. Nous faisons donc ici la comparaison de nos taux de changement de J avec ceux de Rouan *et al.* (1992) et ceux de Draine et Lazarian (1998b). Pour les premiers, nous utilisons directement le taux fourni dans Rouan *et al.* (1997) :

$$(\tau^{-1} \Delta J)_{\text{Rouan}} = W^+ - W^- = -7.4 \times 10^{-8} \left[\frac{J}{270} \left(\frac{N_C}{78} \right)^{-1/3} - \frac{405}{J} \left(\frac{N_C}{78} \right)^{4/3} \right] \quad (\text{en s}^{-1}) \quad (5.58)$$

Pour les seconds, en utilisant les facteurs de conversion donnés au §5.2, on obtient pour un PAH plan avec $N_C = 50$:

$$(\tau^{-1} \Delta J)_{\text{DL98}} = W^+ - W^- = \frac{1.2 \times 10^{-5}}{J} - 1.75 \times 10^{-10} J \quad (\text{en s}^{-1}) \quad (5.59)$$

La Fig. 5.17 présente la comparaison de ces deux taux avec le nôtre pour un PAH plan de 50 atomes de carbone. Les taux pour ces trois modèles ont des valeurs comparables. Cependant, on peut constater que le passage par zéro, c'est-à-dire $W^+ - W^- = 0$, est réalisé pour des valeurs de J différentes. En effet, pour Draine et Lazarian (1998b), ce passage a lieu pour $J \sim 260$, pour Rouan *et al.* (1992) pour $J \sim 225$ et pour notre modèle pour $J \sim 180$. Lorsqu'on modifie le modèle décrit dans ce chapitre pour considérer un unique mode vibrationnel, on constate que dans le cas de Draine et Lazarian (1998b) le taux de changement est dominé par un mode effectif à 15 μm , dans le cas de Rouan *et al.* (1992) à 20 μm et dans notre cas à 31 μm . Nos résultats montrent donc la prédominance des modes à basse énergie pour la rotation. Ce résultat est illustré par la Fig. 5.17 La différence entre nos résultats et les résultats de Draine et Lazarian (1998b) provient de :

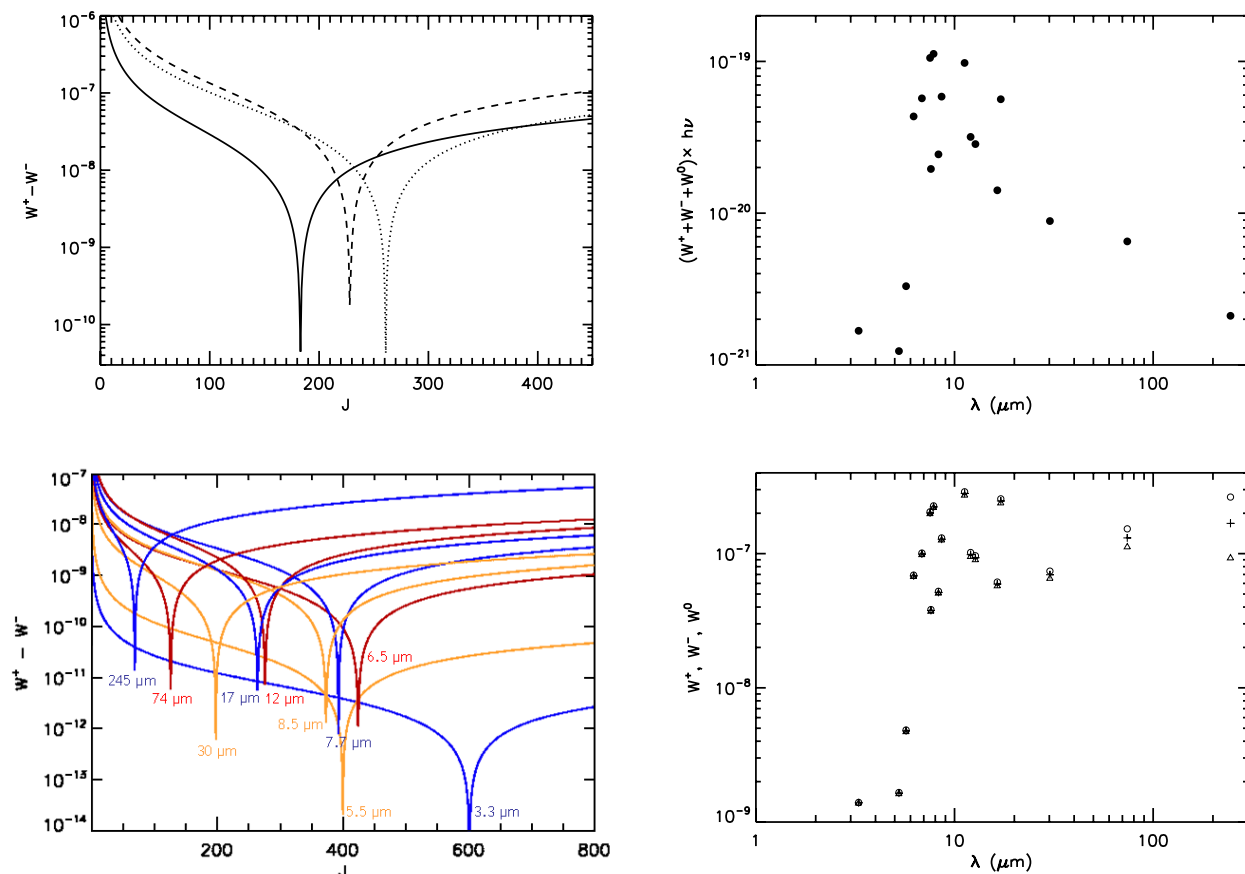


Figure 5.17 - En haut à gauche : comparaison de la contribution de l'émission rovibrationnelle IR de notre modèle $|(\tau^{-1}\Delta J)_{IR}| = |W^+ - W^-|$ (courbe en trait plein noir) aux modèles de Rouan *et al.* (1992) (tirets) et Draine et Lazarian (1998b) (pointillés) dans le cas du CNM avec $N_C = 50$. En haut à droite : $(W^+ + W^- + W^0) \times h\nu_0$ en fonction de la longueur d'onde des 18 modes vibrationnels. Cette quantité est proportionnelle à l'émissivité IR des PAH et on peut constater qu'on retrouve le résultat de la Fig. 3.12 où l'on montrait que l'émissivité des PAH est dominée par les modes dans l'IR moyen. En bas à gauche : taux de changement du moment angulaire en fonction de J pour les 18 modes vibrationnels. Les regroupements de bandes sont les mêmes que dans la Fig. 3.13. En bas à droite : les cercles représentent W^- , les triangles W^+ et les croix W^0 pour les 18 modes vibrationnels en fonction de leur longueur d'onde.

- La section efficace d'absorption σ_{abs} : nous utilisons un spectre de modes et pas un continuum. Draine et Lazarian (1998b) ont utilisé la section efficace du graphite soit une loi de puissance en ν^2 . Cela favorise les états à haute énergie interne face aux états à plus basse énergie.
- La capacité calorifique $C(T)$: en utilisant notre spectre de modes et en supposant que ceux-ci sont harmoniques, on trouve que la capacité calorifique des PAH est plus grande que celle du graphite pour $T < 100$ K et à peu près égale à elle à plus haute température (Fig. 3.5). Or si on appelle $P(T)$ la puissance émise par un PAH de température T , la conservation de l'énergie au cours d'une fluctuation de température donne : $C(T)dT = -P(T)dt$. Une capacité calorifique plus grande à basse température augmente donc la contribution des modes à basse énergie qui sont ceux qui dominent $(\tau^{-1}\Delta J)_{IR}$.

Enfin, le fait que des modes avec des forces d'oscillateur faibles puissent dominer les variations de J s'explique grâce aux termes $\nu^{\pm,0}(\nu_0, J, K)$. En effet, quand l'énergie du mode est grande, les termes en J et en K sont négligeables et les taux $W^{\pm,0}$ sont quasiment égaux. En revanche, quand l'énergie du mode est faible, ces termes ne sont plus négligeables et la différence entre les trois taux peut devenir importante. Les modes à 30 et 74 μm peuvent donc dominer $(\tau^{-1}\Delta J)_{IR}$ (voir Fig. 5.17).

5.8 Conclusions

Nous avons développé un modèle de rotation des PAH interstellaires avec des propriétés moléculaires réalistes. Les interactions avec le gaz et les photons sont prises en compte. Ce modèle détermine la distribution de moment angulaire des molécules et nous avons pu en déduire le spectre rotationnel des PAH dans différents environnements interstellaires. Nous avons montré que les processus radiatifs (émissions rotationnelle et IR) sont non négligeables comparativement aux interactions avec le gaz. Le calcul détaillé du taux de variation du moment angulaire par émission IR a permis de mettre en évidence la prédominance des modes vibrationnels à basse énergie pour la construction de la distribution $n(J)$. On a également pu montrer que l'émission IR est le processus dominant la désexcitation de la rotation dans les milieux peu denses, soumis à un champ de rayonnement intense. Dans les milieux moins irradiés ou plus denses, c'est l'émission de photons rotationnels qui domine le freinage. On notera que tous les résultats présentés dans ce chapitre sont fonction du moment dipolaire électrique choisi pour la distribution de PAH. Une diminution de μ entraînerait une augmentation de J_0 et un décalage du spectre rotationnel vers les hautes fréquences ainsi qu'une diminution de son intensité.

Nous avons également pu montrer que l'émission rotationnelle n'est proportionnelle ni à l'intensité du champ de rayonnement incident ni à la densité du gaz dans lequel se trouvent les PAH. Elle est même peu sensible à n_H et G_0 pour : $n_H \geq 10$ et $0.01 \lesssim G_0 \lesssim 10 - 100$ dans la bande K de l'instrument WMAP. Ces résultats ont des conséquences observationnelles fortes qui sont présentées et exploitées dans le chapitre 7.

Enfin, la connaissance du moment angulaire des PAH interstellaires permet de déduire leur température rotationnelle. Ce résultat est également intéressant dans la mesure où il peut être confronté aux largeurs des bandes diffuses observées dans le milieu interstellaire (§2.2). Cela donne des informations sur la taille de l'émetteur de cette bande. L'élargissement de la largeur des bandes est lié à la rotation des PAH puisque les bandes diffuses sont des transitions électroniques avec une sous-structure de raies de ro vibration de la molécule. Rouan *et al.* (1997), Mulas (1998); Mulas *et al.* (2003) & Mallocci *et al.* (2003) ont entrepris de faire ce travail dans le cas du Rectangle Rouge en particulier : il serait intéressant de voir les résultats que l'on obtient avec notre modèle pour ce même objet et d'autres objets du milieu interstellaire. Cette étude sera une des utilisations possibles de notre modèle de rotation.

EXTRACTION DE L'EMISSION ANORMALE DES DONNEES WMAP

Sommaire

6.1	L'émission Galactique	105
6.1.1	Emission thermique des gros grains	105
6.1.2	Emission free-free	107
6.1.3	Emission synchrotron	110
6.2	Séparation de l'émission anormale et de l'émission synchrotron	113
6.2.1	Les données	113
6.2.2	Principe de la méthode	114
6.2.3	Estimation de l'intensité synchrotron	114
6.2.4	Emission anormale	116
6.3	Conclusions	116

6.1 L'émission Galactique

Nous faisons dans cette partie une revue des différents processus d'émissions Galactiques dans le domaine micro-onde et submillimétrique. Ils sont connus sous le nom d'avant-plans ou *foregrounds* dans le contexte de l'étude du CMB. Cette appellation vient du fait que le domaine de fréquences que nous considérons ici est le domaine optimal pour la mesure des fluctuations du fond diffus cosmologique. L'émission thermique des gros grains, l'émission free-free et l'émission synchrotron sont ici brièvement décrites ainsi que leur dépendance spectrale.

6.1.1 Emission thermique des gros grains

L'intensité émise par un ensemble de grains peut être exprimée par :

$$I(\nu) = \int \epsilon(\nu) dl \tag{6.1}$$

où $\epsilon(\nu)$ est l'émissivité à la fréquence ν et l'intégrale se fait le long de la ligne de visée. Cette intensité peut également être exprimée en fonction de la loi de Planck $B_\nu(T)$ ou $B_\lambda(T)$ et de l'indice spectral des gros grains β (voir §2.4.1) :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/k_B T) - 1} \quad \text{en W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}.\text{sr}^{-1} \quad (6.2)$$

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda k_B T) - 1} \quad \text{en W.m}^{-2}.\mu\text{m}^{-1}.\text{sr}^{-1} \quad (6.3)$$

$$\begin{aligned} \text{avec } |d\lambda| &= \frac{c}{\nu^2} |d\nu| \quad \text{et} \quad |d\nu| = \frac{c}{\lambda^2} |d\lambda| \\ \text{et } I(\nu) &\propto B_\nu(T) \nu^{-\beta} \end{aligned} \quad (6.4)$$

Un des moyens de caractériser l'intensité spécifique à une fréquence donnée est de lui donner la température du corps noir ayant la même brillance à cette fréquence. C'est la façon habituelle de représenter la brillance des sources en cosmologie. Ainsi, pour toutes les valeurs de $I(\nu)$, on définit la température de brillance¹ T_B :

$$I(\nu) = B_\nu(T_B) \quad (6.5)$$

La température de brillance est surtout utilisée en radioastronomie où l'approximation de Rayleigh-Jeans est généralement applicable :

$$\begin{aligned} h\nu \ll k_B T &\Rightarrow I(\nu) = \frac{2\nu^2}{c^2} k_B T_B \\ \text{soit } T_B &= \frac{c^2 I(\nu)}{2\nu^2 k} \end{aligned} \quad (6.6)$$

La température de brillance n'a de signification que si l'équilibre thermodynamique local est réalisé. Elle permet cependant d'exprimer la brillance d'une source avec des unités très simples. Cette équation est utilisée dans la suite pour faire la conversion intensité/température de brillance pour tous les avant-plans dans le domaine radio (free-free et synchrotron). On a alors la relation : $T_B \propto \epsilon(\nu)\nu^{-2}$.

Quand on veut modéliser l'émission de la poussière, il faut donc être capable de déterminer l'émissivité et l'intensité du flux à toutes les fréquences. Or d'après Draine et Lee (1984) l'émissivité des gros grains, assimilés à du graphite, est proportionnelle à ν^2 . L'indice spectral de l'émissivité dépend de la nature du grain et il y a peu de mesures de laboratoire disponibles. Une mesure observationnelle peut être faite à partir de la distribution spectrale d'énergie des gros grains et les valeurs obtenues pour β sont comprises entre 1 et 2 (Lagache *et al.* 1999). Les régions illuminées par l'ISRF de Mathis *et al.* (1983) présentent une température moyenne de 17.5 K pour le corps noir. Une description détaillée de la nature des gros grains et de leur mécanisme d'émission est faite au chapitre 2. Plusieurs missions spatiales ont permis d'observer l'émission des gros grains : IRAS avec une bande à 100 μm ; COBE-DIRBE avec des bandes à 100, 140 et 240 μm ; COBE-FIRAS un spectrophotomètre dans l'IR lointain de 0.1 à 10 mm ; WMAP avec une bande à 94 GHz (3 mm) ; et enfin Spitzer² avec une bande à 160 μm .

¹Les radioastronomes ont l'habitude de mesurer l'énergie reçue en température d'antenne T_A . C'est la température à laquelle serait placé un corps noir qui entourerait complètement l'antenne pour donner le signal observé. Si l'antenne était parfaite, une région étendue, de brillance uniforme, aurait $T_A = T_B$. Cependant les antennes ne sont pas parfaites et il faut faire intervenir leur rendement (Lequeux 2002).

²Le télescope spatial Spitzer a été lancé par la NASA en août 2003. Il couvre une gamme de longueurs d'onde de 3.6 à 160 μm quasiment inaccessible depuis le sol à cause de l'atmosphère terrestre, opaque au rayonnement IR.

6.1.2 Emission free-free

♣ Mécanisme à l'origine de l'émission free-free

On appelle émission free-free (ou Bremsstrahlung) l'émission due à l'accélération d'une charge dans le potentiel coulombien d'une autre charge. On estime cette émission à partir d'une approche classique, dans un cadre relativiste, en apportant ensuite des termes de correction quantique. En effet, les photons émis ont des énergies comparables à celles des particules les ayant émises. On fait la simplification suivante : au cours d'une interaction électron/ion, seul l'électron émet un photon free-free. En effet, comme l'accélération est inversement proportionnelle à la masse de la particule et que l'ion est beaucoup plus massif que l'électron, on peut le considérer comme statique et donc n'émettant pas. On va donc considérer le cas d'un électron qui se déplace dans un champ fixe.

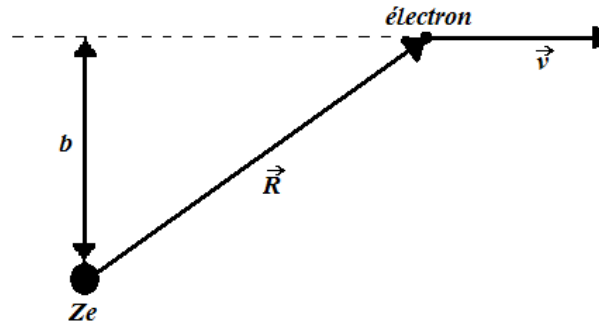


Figure 6.1 - Schéma représentant le passage d'un électron de vitesse \vec{v} et de charge $-e$ au voisinage d'une particule de charge Ze , avec le paramètre d'impact b .

a) Pour un ensemble d'électrons ayant une seule vitesse

Considérons dans un premier temps le cas d'un électron unique. Pour déterminer la fonction décrivant son émission, on suppose que l'électron ne dévie quasiment pas de sa trajectoire pendant l'interaction avec le champ créé par l'ion. Ceci est une bonne approximation si l'électron se déplace rapidement : la variation de la vitesse \vec{v} est alors principalement perpendiculaire à la trajectoire de l'électron et on peut négliger les variations parallèles à ce chemin. Si donc on considère un électron de charge $-e$, ayant une trajectoire rectiligne, qui passe près d'un ion de charge Ze avec le paramètre d'impact b , le moment dipolaire associé est $\vec{d} = -e\vec{R}$ et $\ddot{\vec{d}} = -e\ddot{\vec{v}}$ où \vec{v} est la vitesse de l'électron. Dans le cadre de l'approximation dipolaire, on peut écrire que l'énergie émise par unité de fréquence est (Rybicki et Lightman 1979) :

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{8\pi\omega^4}{c^3} |\hat{d}(\omega)|^2 \quad (6.7)$$

où $\hat{d}(\omega)$ est la transformée de Fourier du moment dipolaire qu'on peut obtenir en faisant la transformée de Fourier de $\ddot{\vec{d}} = -e\ddot{\vec{v}}$:

$$-\omega^2 \hat{d}(\omega) = -\frac{e}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{\vec{v}} e^{i\omega t} dt \quad (6.8)$$

L'ion et l'électron ne sont en interaction que pendant un court intervalle de temps, le "temps de collision" : $\tau = b/v$. On peut donc simplifier l'équation précédente :

$$\begin{aligned} \hat{d}(\omega) &\simeq \frac{e}{2\pi\omega^2} \Delta v & \text{si } \omega\tau \ll 1 \\ &\simeq 0 & \text{si } \omega\tau \gg 1 \end{aligned} \quad (6.9)$$

où Δv est le changement de vitesse de l'électron pendant la collision. Avec l'hypothèse $\Delta \vec{v} = \Delta \vec{v}_\perp + \Delta \vec{v}_\parallel \sim \Delta \vec{v}_\perp$, on peut intégrer la partie perpendiculaire de l'accélération et en déduire l'émission d'une interaction électron/ion :

$$\Delta v = \frac{Ze^2}{m} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{b dt}{(b^2 + v^2 t^2)^{3/2}} = \frac{2Ze^2}{mbv} \quad (6.10)$$

$$\begin{aligned} \frac{dW}{d\omega} &= \frac{8Z^2 e^6}{3\pi c^3 m^2 v^2 b^2} \quad \text{si } b \ll \frac{v}{\omega} \\ &= 0 \quad \text{si } b \gg \frac{v}{\omega} \end{aligned} \quad (6.11)$$

On étend maintenant ce résultat à une densité d'électrons n_e , interagissant avec n_i ions par unité de volume : le flux d'électrons par unité de temps et de surface est donc simplement $n_e v$ et la surface élémentaire de collision pour un ion est $2\pi b db$. L'émission totale par unité de temps de fréquence et de volume est alors :

$$\frac{dW}{d\omega dV dt} = 2\pi v n_e n_i \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{dW(b)}{d\omega} b db \quad (6.12)$$

et en substituant l'Eq. 6.10, le résultat final après intégration est :

$$\frac{dW}{d\omega dV dt} = \frac{16\pi e^6}{3\sqrt{3}c^3 m^2 v} n_e n_i Z^2 g_{ff}(v, \omega) \quad (6.13)$$

où les paramètres b_{min} et b_{max} sont inclus dans le facteur de Gaunt $g_{ff}(v, \omega)$. Ce facteur dépend de l'énergie de l'interaction et inclut les corrections quantiques nécessaires. Les valeurs de g_{ff} sont tabulées (Bressaard et Van de Hulst 1962; Karzas et Latter 1961).

b) Pour des électrons ayant une distribution de vitesse thermique

En réalité les électrons n'ont pas une vitesse de déplacement unique. On va donc considérer un ensemble thermique de paires électron/ion en interaction. La probabilité dP qu'un électron ait une vitesse dans l'intervalle $d^3\vec{v}$ est :

$$\begin{aligned} dP &\propto e^{-E/kT} d^3v = \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) d^3v \quad \text{avec } d^3v = 4\pi v dv \\ &\propto v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv \end{aligned} \quad (6.14)$$

On intègre donc l'Eq. 6.13 sur la distribution de vitesses, de v_{min} à l'infini. La vitesse v_{min} correspond à la vitesse incidente minimale qui permet d'émettre un photon d'énergie $h\nu$: $v \geq v_{min} = 2h\nu/m$. On obtient donc :

$$\frac{dW}{d\omega dV dt} = \frac{\int_{v_{min}}^{\infty} \frac{dW}{d\omega dV dt} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv}{\int_{-\infty}^{\infty} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv} \quad (6.15)$$

Le résultat final pour l'émissivité du free-free est (avec $\nu = \omega/2\pi$) :

$$\epsilon(\nu) = 6.8 \times 10^{-38} Z^2 n_e n_i T^{-1/2} e^{-h\nu/kT} \bar{g}_{ff} \quad \text{en erg/s/Hz/cm}^{-3} \quad (6.16)$$

où \bar{g}_{ff} est moyenné sur les vitesses. Aux fréquences GHz, les fréquences d'intérêt pour l'émission anormale, on mesure $\epsilon(\nu) \propto \nu^{-0.1}$ (soit un indice spectral de 2.1 en température).

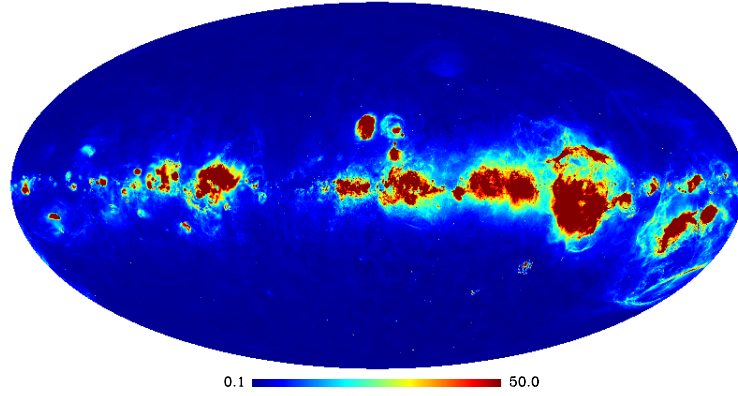


Figure 6.2 - Carte de l'émission $H\alpha$ utilisant les observations de 3 surveys : le Wisconsin H-Alpha Mapper (WHAM), le Virginia Tech Spectral-Line Survey (VTSS) et la Southern H-Alpha Sky Survey Atlas (SHASSA). Cette carte composite a été obtenue par Finkbeiner (2003), elle est en Rayleighs, avec une résolution de $6'$.

♣ Observation de l'émission free-free Galactique

L'émission free-free n'étant dominante à aucune fréquence, elle est un des avant-plans les moins connus car difficile à extraire. Comme la raie de Balmer $H\alpha$ est produite par la recombinaison du même gaz ionisé que l'émission free-free et que les deux processus dépendent du produit $n_e n_i$, on peut utiliser les cartes d'émission $H\alpha$ corrigées de l'extinction pour la déterminer. En faisant quelques hypothèses, on peut déduire une relation entre les émissions $H\alpha$ et free-free (Dickinson *et al.* 2003) :

$$\frac{T_b^{ff}}{I_{H\alpha}} \propto \nu^{-2} T_e^{0.5} 10^{290/T_e} \times [\ln(0.05 \nu^{-1}) + 1.5 \ln(T_e)] \quad \text{en K/R avec } T_e \text{ en K et } \nu \text{ en GHz} \quad (6.17)$$

où T_e est la température des électrons. La première incertitude lorsqu'on essaie de prédire l'émission free-free vient de l'incertitude sur la température des électrons. L'erreur correspondante dans l'Eq. 6.17 est de 10 %. La seconde source d'erreur provient de l'estimation de l'absorption de l'émission $H\alpha$ par les nuages de poussières. La densité de colonne de ces dernières, estimée avec E_{B-V} , prend en compte toute la poussière présente sur la ligne de visée et pas seulement les nuages se trouvant entre l'observateur et le gaz ionisé. Il faut corriger l'absorption d'un facteur f_d rendant compte du mélange gaz ionisé/poussières : pour un mélange uniforme, $f_d = 0.5$. Dickinson *et al.* (2003) estiment que $f_d \sim 0.33$ sur la plus grande partie du ciel. L'erreur sur la mesure d'absorption peut donner une incertitude allant jusqu'à 30 % dans l'Eq. 6.17 dans les régions à haute latitude Galactique où la densité de poussières est moindre. Par ailleurs, pour $|b| < 5^\circ$, la confusion sur les lignes de visée est trop grande pour que l'estimation du free-free soit réellement fiable. Pour extraire l'émission anormale des données WMAP, l'émission free-free est estimée par la méthode que nous venons de décrire quand $A_V < 6$. Pour les régions plus denses, la carte d'émission free-free de l'équipe WMAP, obtenue par la méthode du maximum d'entropie, est utilisée. Ils utilisent un indice spectral constant sur le ciel et égal à 2.15. Cette estimation ne dépend pas de la température électronique.

Les principaux relevés en H α sont les relevés WHAM³, SHASSA⁴ et VTSS⁵. La première observation de l'émission du gaz ionisé a été faite en 1962 par Hoyle et Ellis qui montrèrent l'existence d'une couche de gaz ionisé dans le plan de la Galaxie. La brillance en H α est dominée par l'émission des régions HII denses qui ont une faible extension spatiale et sont distribuées dans le plan de la Galaxie. Cependant, pour les galaxies spirales, 25 à 60% de la luminosité H α provient de leur WIM et pas de ces régions (Reynolds *et al.* 1973). Le WIM est généralement distribué comme un disque épais de H⁺ ayant pour échelle de hauteur 1 à 3 kpc. La densité de ce milieu est faible ($n_e = 0.1 \text{ cm}^{-3}$) avec des températures électroniques de 6 000 à 10 000 K. Dans la Galaxie, 90% de la masse de H⁺ se trouve dans le WIM et 10% dans les régions HII (présentation orale de M. Haffner à la conférence "CMB Foregrounds", Pasadena, juillet 2008).

6.1.3 Emission synchrotron

♣ Mécanisme à l'origine de l'émission synchrotron

a) Pour un électron solitaire

Quand une particule relativiste de masse m , de charge q et de vitesse \vec{v} interagit avec un champ magnétique \vec{B} , elle va être accélérée et émettre des photons⁶. Les équations décrivant le mouvement d'une particule chargée sont :

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \vec{v}) = \frac{q}{c} \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (6.18)$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma mc^2) = q \vec{v} \cdot \vec{E} \quad (6.19)$$

La seconde équation implique que γ et donc $|\vec{v}|$ soient des constantes, seule la direction de la particule est modifiée. On obtient donc :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{\gamma mc} \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (6.20)$$

$$\text{soit } \frac{d\vec{v}_{\parallel}}{dt} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{d\vec{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{\gamma mc} \vec{v}_{\perp} \wedge \vec{B} \quad (6.21)$$

Comme \vec{v}_{\parallel} est constante, $|\vec{v}_{\perp}|$ est également une constante. La projection du mouvement dans le plan perpendiculaire à la direction du champ magnétique est donc circulaire et uniforme (l'accélération est constante et normale à ce plan) : le mouvement de la particule est donc hélicoïdal. Dans le cas astrophysique, la particule chargée sera un électron. En raison de la vitesse relativiste à laquelle l'électron se déplace autour du champ magnétique, son émission sera concentrée dans un cône (voir Fig. 6.3). L'observateur verra donc une impulsion lumineuse de durée inférieure à la période de giration. Le spectre sera donc étalé sur des fréquences autres que la fréquence de

³Wisconsin H Alpha Mapper, avec un champ de vue de 1° et une résolution angulaire de 60 arcmin, ce relevé couvre la partie du ciel telle que $\delta \geq -30^\circ$.

⁴Southern H Alpha Sky Survey Atlas, avec un champ de vue de 13.6° et une résolution angulaire de 0.8 arcmin, ce relevé couvre la partie du ciel telle que $\delta \leq +15^\circ$.

⁵Virginia Tech Spectral-line Survey, avec un champ de vue de 10° et une résolution angulaire de 1.6 arcmin, ce relevé couvre la partie du ciel telle que $\delta \geq -15^\circ$.

⁶Dans le cas non relativiste, on parle d'émission cyclotron et la fréquence d'émission est la fréquence de giration de la particule autour du champ magnétique.

giration. Si on regarde la Fig. 6.3, on voit que l'observateur verra les impulsions provenant des points 1 à 2 tels que les cônes d'émission incluent la direction d'observation. Avec l'Eq. 6.18, on trouve que la fréquence de rotation et le rayon de courbure sont :

$$\omega_B = \frac{qB}{\gamma mc} \quad \text{et} \quad a = \frac{v}{\omega_B \sin \alpha} \quad (6.22)$$

où α est l'angle entre le champ et le vecteur vitesse ("pitch angle"). Pendant une impulsion $\Delta t = t_2 - t_1$, l'électron parcourt la distance $\Delta s = a\Delta\theta$ et géométriquement, on voit que $\Delta\theta = 2/\gamma$, d'où :

$$\Delta s = \frac{2v}{\gamma \omega_B \sin \alpha} \quad (6.23)$$

Par ailleurs, $\Delta s = v(t_2 - t_1)$. Le temps entre le début et la fin d'une impulsion lumineuse telle que vue par l'observateur est inférieure à Δt d'un facteur $\Delta s/c$ qui est le temps que met la lumière pour parcourir la distance Δs . Ainsi pour l'observateur :

$$\Delta t = \frac{\Delta s}{v} - \frac{\Delta s}{c} = \frac{2}{\gamma \omega_B \sin \alpha} \left(1 - \frac{v}{c}\right) \sim \frac{1}{\gamma^3 \omega_B \sin \alpha} \quad (6.24)$$

Ainsi la durée des impulsions lumineuses est inférieure d'un facteur γ^3 à la période de giration. Le spectre d'émission sera large avec une fréquence seuil égale à $1/\Delta t$. On peut définir la fréquence critique⁷ ω_c :

$$\omega_c = \frac{3}{2} \gamma^3 \omega_B \sin \alpha \quad (6.25)$$

au-delà de laquelle la puissance émise décroît. Si la totalité des calculs relativistes est effectuée, on peut montrer que la puissance totale émise est proportionnelle à ω/ω_c .

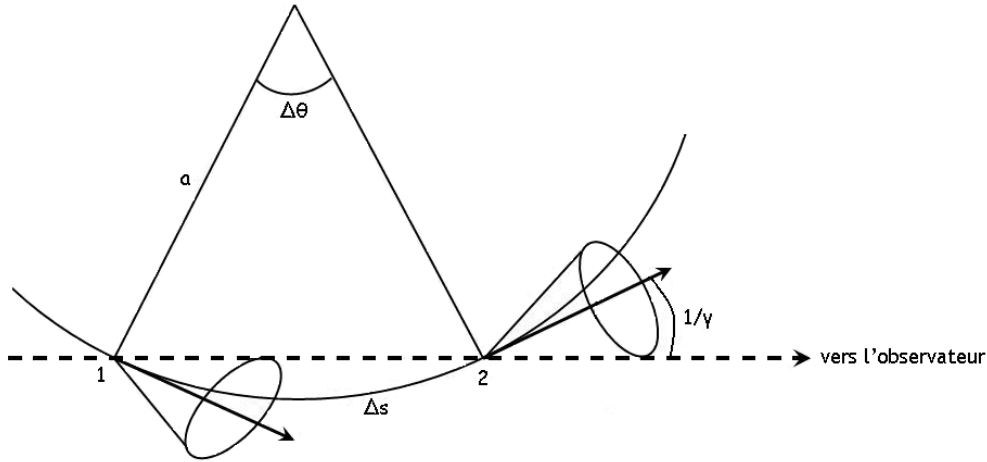


Figure 6.3 - Cônes d'émission en différents points de sa trajectoire pour une particule accélérée.

b) Pour un ensemble d'électrons

Pour un ensemble d'électrons ayant une distribution d'énergie de la forme (Longair 1992) : $N(E)dE = N_0 E^{-p} dE$ ou $N(\gamma)d\gamma = N_0 \gamma^{-p} d\gamma$, la puissance émise est donnée par :

$$P_{tot}(\omega) = N_0 \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} P\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \gamma^{-p} d\gamma \quad (6.26)$$

⁷ ω_c est la fréquence d'émission pour une particule non-relativiste se déplaçant dans un champ magnétique.

On pose $x = \omega/\omega_c$:

$$P_{tot}(\omega) \propto \omega^{-(p-1)/2} \int_{x_1}^{x_2} P(x) x^{(p-3)/2} dx \quad (6.27)$$

Si on estime que les limites d'intégration sont suffisamment larges, on peut supposer que $x_1 \sim 0$ et $x_2 \sim \infty$ et l'intégrale est alors une constante et on obtient :

$$P_{tot}(\omega) \propto \omega^{-\frac{p-1}{2}} \quad (6.28)$$

Comme les électrons qui émettent un rayonnement synchrotron perdent de l'énergie, le traitement complet du problème devrait inclure une dépendance en temps dans la distribution d'énergie des électrons ($N(E, t)$). Les électrons avec les plus grandes énergies émettent plus rapidement que ceux à basse énergie : le spectre devrait donc se raidir à haute fréquence quand les sources vieillissent. Ainsi, dans le plan Galactique où l'on trouve des sources assez jeunes, l'indice spectral typique pour l'émission synchrotron est $(p-1)/2 \sim 1$ (3 en température). A plus haute latitude, l'indice spectral du synchrotron augmente avec l'énergie (Lawson *et al.* 1987).

Par ailleurs, l'émission synchrotron sera polarisée linéairement, de manière partielle, dans la direction perpendiculaire au champ magnétique Galactique, autour duquel les électrons spiralent. On peut estimer le taux de polarisation linéaire intrinsèque f_s à partir de la distribution d'énergie des électrons (Rybicki et Lightman 1979) :

$$f_s = \frac{p+1}{p+7/3} = 0.75 \quad \text{pour } p = 3 \quad (6.29)$$

Or le taux de polarisation observé est nettement inférieur à 75%. Cela est dû aux changements de direction du champ magnétique sur la ligne de visée (forme spirale du champ à grande échelle et turbulence à petite échelle) : si la ligne de visée n'est pas perpendiculaire au champ alors le taux de polarisation diminue. On exprime cela à l'aide du facteur de diminution géométrique g (Page *et al.* 2007) :

$$g \times f_s = \frac{\text{signal polarisé}}{\text{signal non polarisé}} \quad (6.30)$$

♣ Observation de l'émission synchrotron Galactique

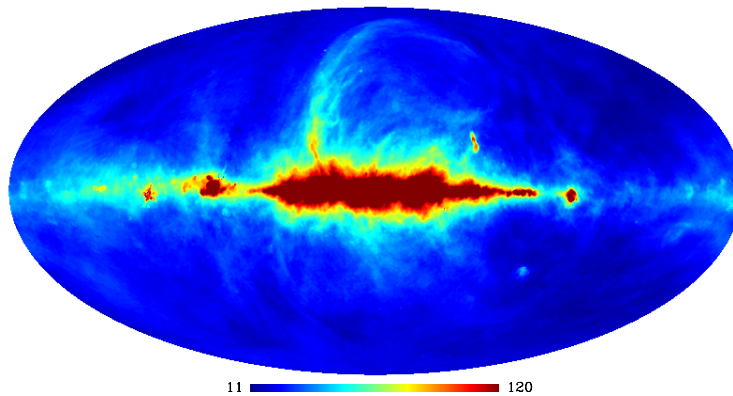


Figure 6.4 - Carte de l'émission synchrotron à 408 MHz d'après Haslam *et al.* (1981), en Kelvins, avec une résolution de $\sim 1^\circ$.

La méthode habituelle pour déterminer l'émission synchrotron dans le domaine micro-onde est d'extrapoler les cartes obtenues à plus basse fréquence à l'aide d'une loi de puissance. En général, les relevés à 408 MHz (Haslam *et al.* 1981) et 1420 MHz (Reich et Reich 1986) sont utilisés pour effectuer ce travail. Le relevé à 408 MHz a une résolution angulaire de 0.85° et celui à 1420 MHz de 0.58° . Ces deux relevés souffrent d'erreur dans la détermination du niveau zéro et du bruit atmosphérique est présent dans les cartes finales. En dehors de ces problèmes inhérents aux cartes elles-mêmes, il y a aussi le problème d'extrapolation discuter précédemment. On s'attend en effet à ce que l'indice spectral augmente quand la fréquence augmente mais on ignore de combien. La méthode d'extrapolation conduit donc systématiquement à des erreurs pour l'estimation de l'émission synchrotron dans le domaine micro-onde. Miville-Deschênes *et al.* (2008) ont proposé une nouvelle méthode basée sur l'analyse des données polarisées du satellite WMAP. Nous allons décrire cette méthode dans les paragraphes suivants.

6.2 Séparation de l'émission anormale et de l'émission synchrotron

6.2.1 Les données

Les données utilisées sont les cartes à 3 ans de la mission WMAP, délivrées dans le format de pixelisation sur la sphère HEALPix⁸ défini par Górski *et al.* (2005). Les cartes de température et de polarisation (I , Q , U) dans les bandes K (23 GHz), Ka (33 GHz), Q (41 GHz), V (61 GHz) et W (94 GHz) sont celles disponibles sur le site internet LAMBDA⁹. La résolution angulaire est de 0.82° à 23 GHz à 0.21° à 94 GHz : toutes ces cartes sont lissées à une résolution angulaire commune de 1° . Les détails concernant les caractéristiques de chaque bande sont donnés dans la Tab. 6.1. Le fond diffus cosmologique est retiré en utilisant l'estimation faite par l'équipe WMAP d'après la méthode dite ILC pour "Internal Linear Combination" (Bennett *et al.* 2003) et le niveau zéro des cartes est celui estimé par Eriksen *et al.* (2008) qui l'ont ajusté conjointement au FDC et aux émissions d'avant-plans en supposant que l'indice spectral du synchrotron entre 408 MHz et 23 GHz est $\beta_S = -3$ (Davies *et al.* 2006).

Tableau 6.1 - Caractéristiques des bandes du télescope WMAP.

	Bande K	Bande Ka	Bande Q	Bande V	Bande W
λ (mm)	13	9.1	7.3	4.9	3.2
ν (GHz)	22.8	33	40.7	60.8	93.5
$\Delta\nu$ (GHz)	5.5	7	8.3	14	20.5
Bruit ¹⁰ , σ_0 (mK)	1.424	1.449	2.211	3.112	6.498
Résolution ($^\circ$)	0.82	0.62	0.49	0.33	0.21

⁸<http://www.eso.org/science/healpix>, HEALPix = Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelization

⁹<http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/current/>

¹⁰Avec $\sigma(\text{mK}) = \sigma_0 N_{\text{obs}}^{-1/2}$.

6.2.2 Principe de la méthode

Le but de l'étude menée par Miville-Deschênes *et al.* (2008) est de définir un modèle d'émission Galactique à 23 GHz qui soit compatible à la fois avec les données en intensité et en polarisation du satellite WMAP, avec les données $H\alpha$ et avec ce que l'on sait du champ magnétique Galactique et des rayons cosmiques. Aucune hypothèse n'est faite sur la nature de l'émission anormale, elle est le résidu lorsque toutes les autres composantes sont soustraites. En particulier, aucune hypothèse sur une corrélation avec la poussière n'est faite dans ce modèle.

Les mécanismes pris en compte lors de la séparation des composantes sont l'émission synchrotron, le free-free, l'émission des gros grains à l'équilibre thermique et l'émission dite anormale. L'intensité totale lorsqu'on a soustrait le FDC peut-être exprimée comme la somme de toutes ces composantes : $I_\nu = S_\nu + F_\nu + BG_\nu + A_\nu$. La décomposition décrite ici est basée sur le fait que les émissions free-free et anormale ne sont pas polarisées (Battistelli *et al.* 2006; Martin 2007) et on peut alors exprimer l'intensité polarisée comme : $P_\nu = S_\nu^P + BG_\nu^P$. Or à 23 GHz, la fréquence qui nous intéresse ici, la contribution des gros grains est négligeable et on peut donc écrire : $P_{23 \text{ GHz}} = S_{23 \text{ GHz}}^P$. L'indice spectral du synchrotron β_S sera donc estimé à partir des données en polarisation puis les émissions thermique, free-free et synchrotron seront soustraites des cartes en intensité, le résidu étant l'émission anormale. Ce travail montre également qu'il est impossible de reproduire les taux de polarisation observés à 23 GHz si la composante anormale est négligée (Miville-Deschênes *et al.* 2008).

6.2.3 Estimation de l'intensité synchrotron

Ce paragraphe décrit dans un premier temps la façon dont Miville-Deschênes *et al.* (2008) prouvent l'existence d'une composante anormale non polarisée à partir des données en polarisation WMAP. La méthode consiste à comparer deux modèles : un *sans* et un *avec* émission anormale non polarisée. Dans un second temps, on donne l'estimation de l'émission synchrotron résultante.

♣ Modèle 1 : sans émission anormale

Dans ce cas, on peut écrire : $I_{23 \text{ GHz}} = S_{23 \text{ GHz}} + F_{23 \text{ GHz}}$ et $P_{23 \text{ GHz}} = S_{23 \text{ GHz}}^P$. L'émission synchrotron est donc simplement le résidu de l'intensité dans la bande WMAP à 23 GHz à laquelle on a soustrait l'émission free-free et les fluctuations du CMB : $S_{23 \text{ GHz}} = I_{23 \text{ GHz}} - F_{23 \text{ GHz}}$. Cette première estimation de l'émission synchrotron donne la fraction de polarisation à 23 GHz sans émission anormale illustrée par la Fig. 6.5.

♣ Modèle 2 : avec émission anormale

Dans ce cas, on peut écrire : $I_{23 \text{ GHz}} = S_{23 \text{ GHz}} + F_{23 \text{ GHz}} + A_{23 \text{ GHz}}$ et $P_{23 \text{ GHz}} = S_{23 \text{ GHz}}^P$. Il n'est donc plus possible de faire une simple soustraction car on a maintenant deux inconnues (les émissions synchrotron et anormale). On va donc faire une hypothèse pour estimer l'émission synchrotron. On a vu précédemment que l'indice spectral de l'émission synchrotron pour un ensemble d'électrons ayant une distribution en loi de puissance, $N(E)dE = N_0 E^{-p} dE$ avec $p = 3$, est $\beta_S = -(p + 3)/2 = -3$ (voir Eq. 6.28). Pour estimer l'intensité à 23 GHz, on suppose que l'émission synchrotron a un indice spectral constant sur le ciel, et égal à -3 (Davies *et al.* 2006). La meilleure estimation possible de cette émission sur tout le ciel est la carte à 408 MHz de Haslam *et al.* (1981), c'est donc à partir d'elle que l'intensité synchrotron est extrapolée :

$$S_{23 \text{ GHz}} = S_{408 \text{ MHz}} \left(\frac{\nu}{0.408} \right)^{\beta_S} \quad (6.31)$$

Cette seconde estimation de l'émission synchrotron donne la fraction de polarisation à 23 GHz avec émission anormale illustrée par la Fig. 6.5.

♣ Comparaison des deux modèles

On constate sur la Fig. 6.5 que les deux modèles avec et sans émission anormale donnent des résultats très différents pour le taux de polarisation de l'émission synchrotron. La comparaison de ces deux modèles doit donc à priori nous permettre d'invalider l'un des deux. Pour effectuer cette invalidation, on compare ces deux modèles à l'émission synchrotron estimée à partir du champ magnétique Galactique.

♣ Estimation de la fraction de polarisation de l'émission synchrotron à partir du champ magnétique

Les paramètres de Stokes Q et U (voir annexe 7.5) de l'émission synchrotron polarisées intégrés le long de la ligne de visée z sont (Miville-Deschênes *et al.* 2008) :

$$\begin{aligned} I(\nu) &= \epsilon_S(\nu) \int_z n_e B_{\perp}^{(1+p)/2} dz \\ Q(\nu) &= f_S \epsilon_S(\nu) \int_z n_e B_{\perp}^{(1+p)/2} \cos(2\Phi) \sin(\alpha) dz \\ U(\nu) &= f_S \epsilon_S(\nu) \int_z n_e B_{\perp}^{(1+p)/2} \sin(2\Phi) \sin(\alpha) dz \end{aligned} \quad (6.32)$$

avec $\cos(2\Phi) = \frac{B_x^2 - B_y^2}{B_{\perp}^2}$, $\sin(2\Phi) = -2 \frac{B_x B_y}{B_{\perp}^2}$ et $\sin \alpha = \sqrt{1 - \frac{B_z^2}{B^2}}$

avec $\epsilon_S \propto \nu^{\beta_S}$ l'émissivité synchrotron, Φ l'angle entre la direction de polarisation du champ électrique et un méridien Galactique, $B_{\perp} = (B_x^2 + B_y^2)^{1/2}$ la projection du champ magnétique Galactique sur le plan du ciel (perpendiculaire à la ligne de visée), f_S le taux de polarisation intrinsèque défini précédemment et n_e la densité d'électrons (Drimmel et Spergel 2001) :

$$n_e(z, r) = n_0 e^{-r/h_r} \text{sech}^2(z/h_z) \quad \text{avec } h_r = 5 \text{ kpc et } h_z = 1 \text{ kpc} \quad (6.33)$$

Le modèle bisymétrique spiral (BSS, §1.8) est utilisé pour le champ magnétique Galactique (Han *et al.* 2006) :

$$B(r, \theta, z) = B_0(r) \cos\left(\theta - \psi \ln\left(\frac{r}{r_0}\right)\right) \cos(\chi) \quad (6.34)$$

avec $\psi = \frac{1}{\tan(p)}$ et $\chi(z) = \chi_0 \tanh\left(\frac{z}{1 \text{ kpc}}\right)$

où p est l'angle entre une tangente aux bras spiraux et un rayon de la Galaxie ("pitch angle" ou angle de "tangage") et χ la composante verticale de \vec{B} . Localement le champ magnétique a une composante turbulente due aux mouvements turbulents du gaz. Pour les échelles inférieures à 100 pc, le spectre de puissance du champ magnétique suit une loi de puissance en $-5/3$; pour les plus grandes échelles, il est dominé par la structure spirale (Minter et Spangler 1996). Les résultats sont en accord avec ceux provenant de mesures de rotation sur des pulsars (Han et Qiao 1994; Han *et al.* 2006) pour l'angle p et pour l'amplitude de la partie turbulente du champ magnétique (0.57 pour ce travail) l'accord est bon avec les mesures d'extinction polarisée à $2.2 \mu\text{m}$ (Jones *et al.* 1992). La partie turbulente du champ magnétique ainsi que la longueur de la ligne de visée vont diminuer le taux de polarisation de l'émission synchrotron. Cette diminution du taux de polarisation est représentée par le facteur de dépolarisation g (Eq. 6.30) qu'on estime comme :

$$\frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I_{23 \text{ GHz}}} = g \times f_S \quad (6.35)$$

Cette estimation de la fraction de polarisation de l'émission synchrotron est représentée sur la Fig. 6.5.

On constate que si on considère qu'il n'y a pas de composante anormale non polarisée lorsqu'on calcule $S_{23 \text{ GHz}}$, les valeurs de g doivent être plus élevées pour pouvoir reproduire la carte du taux de polarisation et l'amplitude du champ turbulent nécessaire pour augmenter g est trop élevée (Fig. 6.5). Le modèle AVEC émission anormale reproduit mieux, à la fois en structure et en valeur, la fraction de polarisation de l'émission synchrotron estimée à partir de nos connaissances sur le champ magnétique Galactique. Ce résultat confirme l'existence d'une composante anormale forte, non polarisée, à 23 GHz.

♣ Estimation finale de l'émission synchrotron

L'indice spectral du synchrotron β_S peut alors être estimé à partir du modèle de champ magnétique Galactique et de la carte WMAP en polarisation :

$$\beta_S = \frac{\log(M_{23}/S_{408})}{\log(23/0.408)} \quad \text{avec} \quad M_{23} = \frac{P_{23}}{gfs} \quad \Rightarrow \quad \beta_S = -3 \pm 0.06 \quad (6.36)$$

Et l'intensité synchrotron non polarisée est simplement : $S_{23 \text{ GHz}} = S_{408 \text{ MHz}} \left(\frac{\nu}{0.408} \right)^{\beta_S}$. (6.37)

6.2.4 Emission anormale

L'émission anormale à 23 GHz peut alors être estimée :

$$A_{23 \text{ GHz}} = I_{23 \text{ GHz}} - S_{408 \text{ MHz}} \left(\frac{\nu}{0.408} \right)^{\beta_S} - F_{23 \text{ GHz}} - BG_{23 \text{ GHz}} \quad (6.38)$$

avec β_S déterminé par l'Eq. 6.36 et $BG_{23 \text{ GHz}}$ le modèle de Finkbeiner *et al.* (1999). On constate que la carte d'émission anormale ainsi obtenue est bien corrélée avec la carte de $E(B-V)$ (Fig. 6.8) alors qu'aucune hypothèse n'a été faite au départ sur la corrélation du résidu avec la poussière. Par ailleurs, on voit sur la Fig. 6.8 que l'émission anormale domine le signal par rapport à l'émission synchrotron dans les régions où la densité de colonne d'hydrogène est importante. Elle domine dans le plan Galactique et jusqu'aux latitudes moyennes, les nuages de la ceinture de Gould et du North Celestial Loop sont également visibles en émission anormale (Fig. 6.7).

6.3 Conclusions

A partir d'un modèle de champ magnétique Galactique contraint par les mesures de pulsars, radio et proche IR, l'analyse des données à 23 GHz en polarisation indique la présence d'une composante forte, non polarisée. Cette composante anormale est très fortement corrélée avec l'émission des gros grains ou de manière équivalente avec l'excès de couleur standard E_{B-V} (avec un coefficient de corrélation de Pearson égal à 0.94). Aucune hypothèse n'a été faite sur la nature de l'émission anormale, en particulier sur une quelconque corrélation avec l'émission des poussières interstellaires. Cette composante anormale est dix fois plus forte que l'intensité synchrotron dans le plan Galactique et trois fois plus faible dans les régions les plus diffuses de la Galaxie.

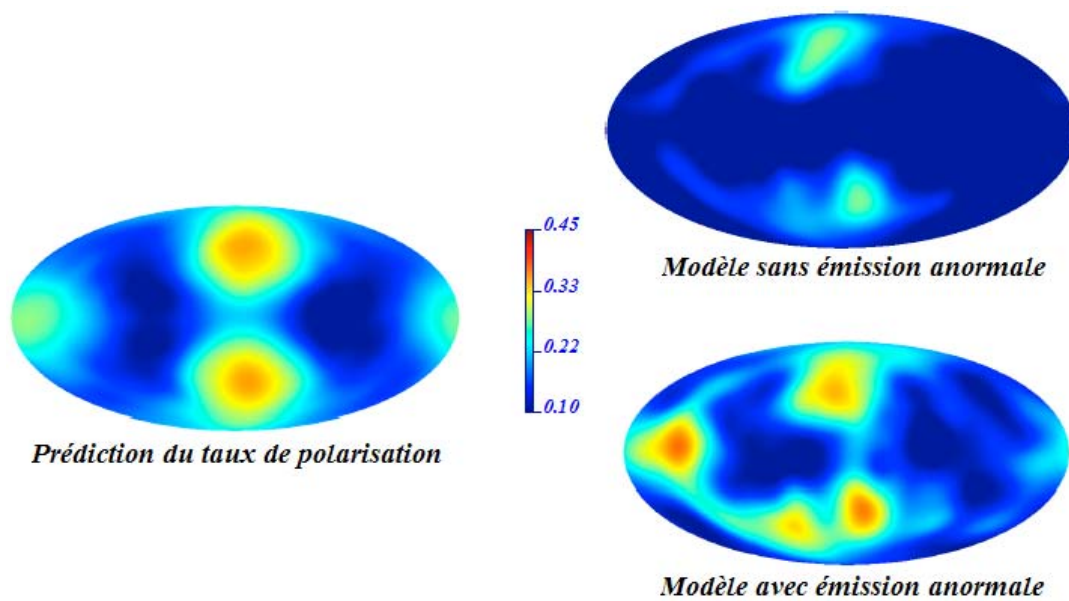


Figure 6.5 - La figure à gauche montre le taux de polarisation prédit à partir du modèle de champ magnétique Galactique. La figure en haut à droite montre le taux de polarisation pour les données WMAP si on suppose qu'il n'y a pas de composante anormale non polarisée. La figure en dessous inclut cette composante. On remarque que les résultats ne sont compatibles que si on inclut la composante anormale non polarisée. Les trois cartes sont lissées à une résolution angulaire de 20° .

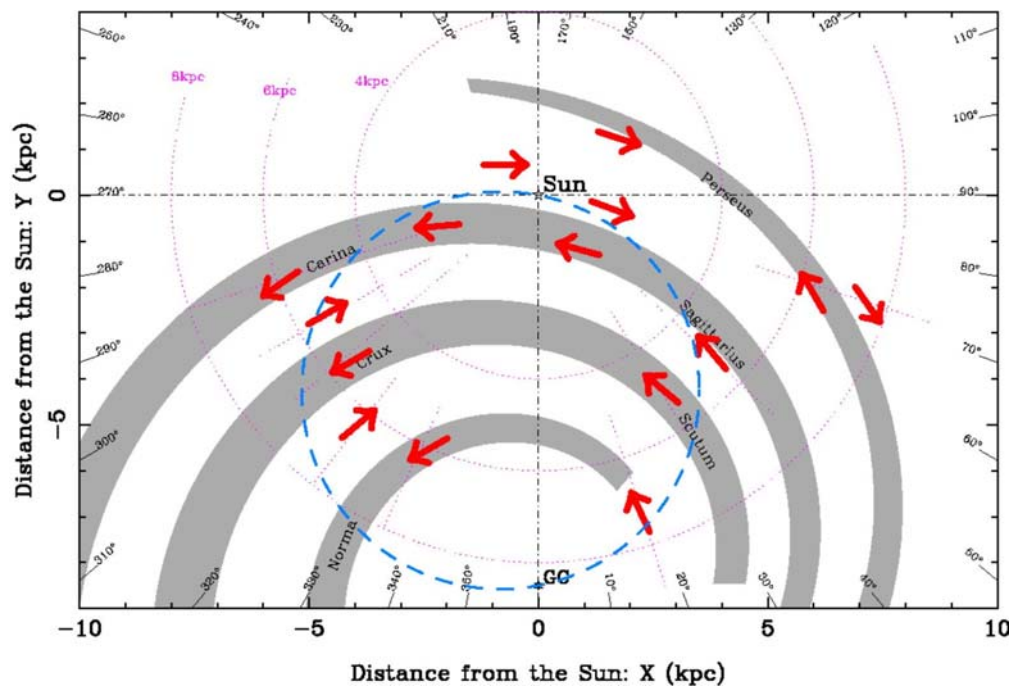


Figure 6.6 - Structure et direction (flèches rouges) du champ magnétique Galactique déduites à partir de mesure de rotation sur des pulsars (Han *et al.* 2006).

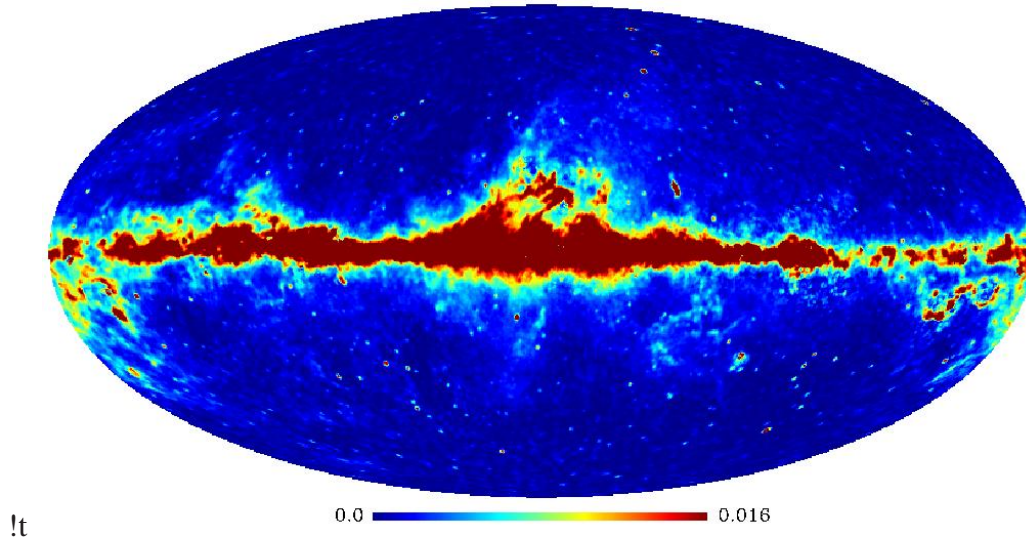


Figure 6.7 - Emission anormale à 23 GHz en MJy/sr, avec une résolution angulaire de 1° .

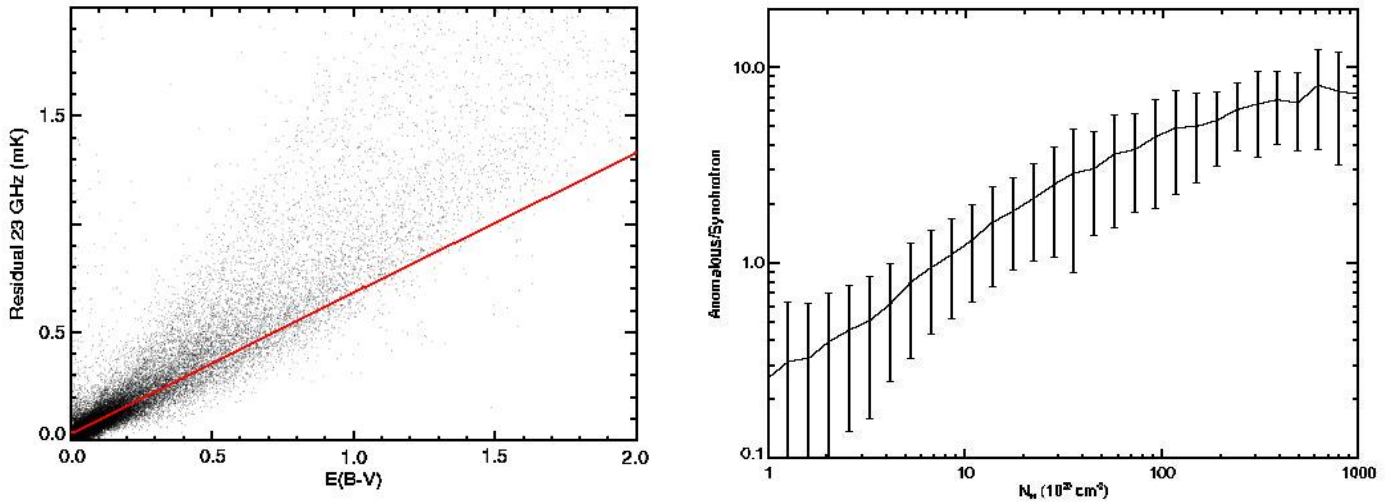


Figure 6.8 - *A gauche* : résidu de la carte WMAP à 23 GHz quand l'émission free-free et l'émission synchrotron ($\beta_S = -3$) sont soustraites, en fonction de $E(B - V)$. Pour les régions diffuses avec $E(B - V) < 0.5$, l'équation de la droite de corrélation est $A_{23} = (0.65 \pm 0.01) E(B - V) + (0.03 \pm 0.01)$. *A droite* : rapport entre l'émission anormale et l'émission synchrotron à 23 GHz en fonction de la colonne de densité $N_H = 5.8 \times 10^{21} E(B - V)$. Les barres d'erreur représentent l'écart-type du rapport.

COMPARAISON DU MODELE DE ROTATION AUX OBSERVATIONS

Sommaire

7.1	Le nuage moléculaire G159.6-18.5	120
7.2	La région HII [LPH96]201.663+1.643	123
7.3	Corrélation émission IR/émission anormale	124
7.3.1	Les données IRIS	125
7.3.2	Intensité du champ de rayonnement G_0	125
7.3.3	Comparaison sur tout le ciel	128
7.3.4	Comparaison dans une sélection de champs	130
7.4	Contraindre les PAH à partir de l'émission anormale	148
7.4.1	Densité de colonne et abondance	148
7.4.2	Contrainte sur la taille et le moment dipolaire des PAH	149
7.5	Discussion	150

Dans ce chapitre, une comparaison du modèle de rotation décrit au chapitre 5 avec les données en émission anormale est effectuée. Certaines régions du ciel, pour lesquelles les caractéristiques physiques sont plus ou moins bien connues, ont été observées sur une gamme de fréquences permettant de déterminer le spectre d'émission anormale. Deux régions sont présentées ici : le nuage moléculaire G159.6-18.5 et la région HII diffuse [LPH96]201.663 +1.643. Par ailleurs, le modèle est également testé avec les cartes d'émission anormale extraites des données WMAP (voir chapitre 6). Les questions posées ici sont les suivantes :

- Peut-on ajuster le spectre d'émission anormale avec des PAH en rotation ?
- Le résultat est-il compatible avec le spectre IR des PAH (abondance, distribution de tailles) ?
- Les cartes d'émission anormale sont-elles bien corrélées avec les cartes d'émission IR ?
- Les cartes d'émission anormale sont-elles mieux corrélées avec l'émission IR des PAH qu'avec celles des VSG et des BG ?
- La prédiction concernant la variation de l'émission rotationnelle avec G_0 est-elle compatible avec l'émission anormale ?
- Les moments dipolaires électriques déduits des observations sont-ils compatibles avec ceux mesurés en laboratoire (Tab. 5.1.3) ?

7.1 Le nuage moléculaire G159.6-18.5

L'expérience COSMOSOMAS (COSMOlogical Structures On Medium Angular Scales), localisée à l'Observatoire du Teide à Ténérife, a produit des cartes du ciel d'environ 10 000 degrés carrés, avec une résolution angulaire de 1° , dans quatre bandes : 10.9, 12.7, 14.7 et 16.3 GHz. Watson *et al.* (2005) ont cherché dans ce relevé des sources brillantes à 13 GHz et présentant un spectre croissant entre 10 et 15 GHz. Parmi les sources ainsi détectées, l'une d'elle est la région G159.6-18.5 située dans le complexe moléculaire de Persée. La Fig. 7.3 montre le spectre de cette région entre 3 et 4 000 GHz. Le complexe moléculaire de Persée est composé d'une suite de nuages moléculaires longue de 30 pc, connue en particulier pour ses deux régions de formation d'étoiles : IC 348 et NGC 1333. Cependant, quand on l'observe de l'IR moyen à l'IR lointain, il est dominé par un anneau ayant un rayon d'environ 0.75° : c'est cet anneau qu'on connaît sous le nom de G159.6-18.5. La Fig. 7.1 présente les cartes d'extinction et d'émission $H\alpha$ pour cette région.

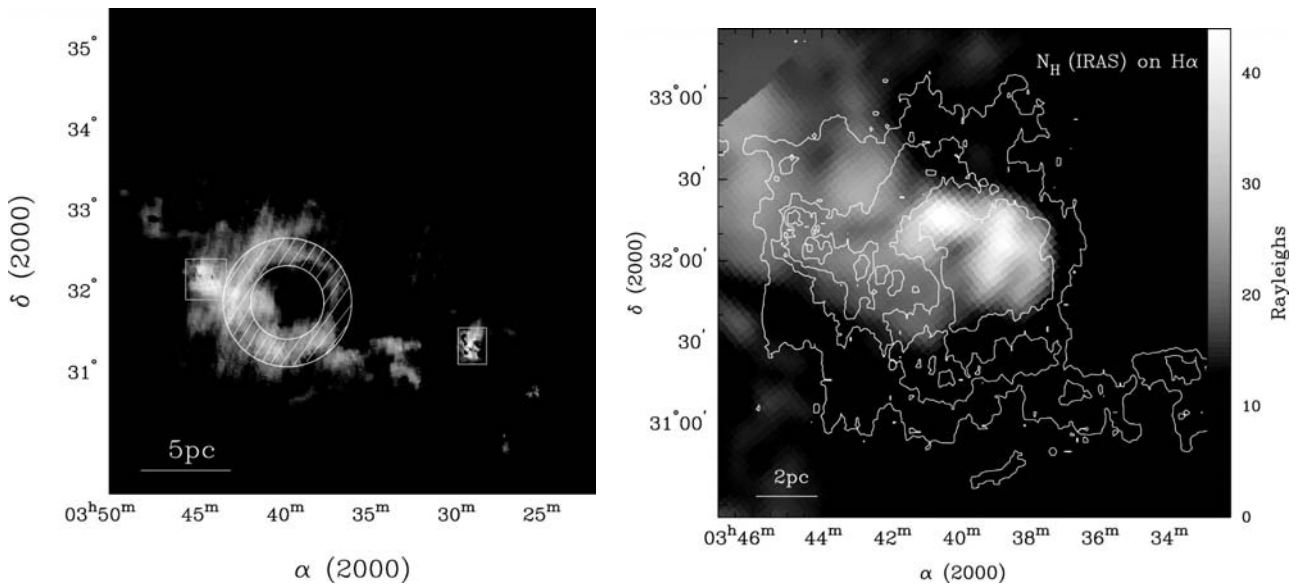


Figure 7.1 - *A gauche* : carte d'extinction de G159.6-18.5. L'étoile HD 278942 se trouve au centre de l'anneau hachuré. Les boîtes grises représentent les régions de formation d'étoiles IC 348 et NGC 1333. *A droite* : carte d'émission $H\alpha$ de G159.6-18.5 les contours représentent l'émission IRAS à $100 \mu\text{m}$. D'après Ridge *et al.* (2006).

Cette région, connue depuis une quinzaine d'années, a fait l'objet d'un certain nombre d'études dont le but était de déterminer sa nature exacte (Fiedler *et al.* 1994; de Zeeuw *et al.* 1999; Andersson *et al.* 2000; Ridge *et al.* 2006). L'anneau, quasiment complet dans la bande IRAS à $100 \mu\text{m}$, est centré sur l'étoile HD 278942, de type B0 V (Andersson *et al.* 2000; Ridge *et al.* 2006). C'est le vent stellaire de cette étoile qui est à l'origine de la géométrie de la région. La partie centrale de l'anneau est remplie d'émission $H\alpha$, signe de la présence d'une région HII en expansion. Elle est due à l'interaction des photons UV de l'étoile centrale avec ce qui reste du nuage moléculaire parent. Pour modéliser le nuage G159.6-18.5, on va donc utiliser une contribution de type WIM pour représenter la région HII centrale et une contribution de type nuage moléculaire pour représenter l'anneau. La Fig. 7.2 présente une vision simple de la structure de cet objet. La résolution de l'instrument COSMOSOMAS ne permet de séparer les contributions de la région HII et de l'anneau moléculaire.

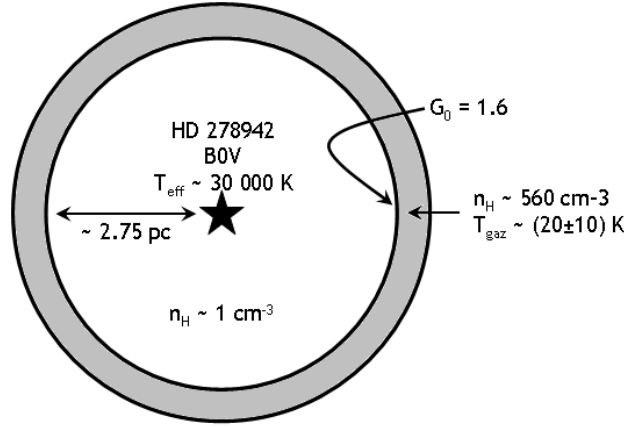


Figure 7.2 - Schéma présentant une vision simplifiée de la structure de G159.6-18.5.

Avant de pouvoir ajuster et tester notre modèle de rotation sur le spectre d'émission anormale de G159.6-18.5, un certain nombre de paramètres physiques doivent être déterminés. D'après Ridge *et al.* (2006), l'étoile HD 278942 est une étoile de type B0V : ce type d'étoile a une température effective de l'ordre de 30 000 K et à partir des cartes IRIS à 12 μm , on trouve $G_0 = 1.6$. On utilise donc comme champ de rayonnement un corps noir à 30 000 K dont l'intensité est telle qu'à une distance égale au rayon de l'anneau, elle correspond à $G_0 = 1.6$. A ce corps noir nous ajoutons le CMB. Le rayon apparent de l'anneau étant de 0.75°, connaissant la distance de G159.6-18.5 (~ 260 pc d'après Ridge *et al.* 2006 et Andersson *et al.* 2000), le rayon de l'anneau est d'environ 2.75 pc. Pour qu'une étoile du type de HD 278942 puisse creuser une région HII de cette taille avec son vent stellaire, Ridge *et al.* (2006) montrent que la densité locale doit être de l'ordre de $n_H \sim 1 \text{ cm}^{-3}$. Cette densité est celle que nous utilisons pour modéliser la contribution de type WIM dans G159.6-18.5. Les autres paramètres du gaz ($T_{\text{gaz}}, n_e, n_{H^+}, n_{C^+}$) sont déterminés à l'équilibre thermique avec le logiciel CLOUDY (Ferland *et al.* 1998). Pour la contribution de type nuage moléculaire provenant de l'anneau, Andersson *et al.* (2000) ont déterminé la température et la densité du gaz à partir d'observations spectroscopiques de la molécule C_2 . Cette molécule est particulièrement importante car les populations relatives de ses niveaux rotationnels dans le fondamental électronique sont mesurables et directement liées à la densité et à la température des atomes du gaz dans lequel elle se trouve (van Dishoeck et Black 1982). A partir de ces résultats théoriques, Federman *et al.* (1994) et Andersson *et al.* (2000) ont pu montrer que la température du gaz dans l'anneau moléculaire de G159.6-18.5 est de (20 ± 10) K et que $n/G_0 = 350 \text{ cm}^{-3}$ soit $n_H = 560 \text{ cm}^{-3}$. Les autres paramètres du gaz (n_e, n_{H^+}, n_{C^+}) sont déterminés à l'équilibre thermique avec le logiciel CLOUDY (Ferland *et al.* 1998). Par ailleurs, Watson *et al.* (2005) ont estimé la densité de colonne à l'aide de l'expression canonique : $2.31 \times 10^{24} \text{ H.cm}^{-2} = \tau_{100 \mu\text{m}}$ et ils ajustent l'émission des gros grains avec un corps noir à 19 K avec $\beta = 1.55$ (ajustement de données DIRBE et WMAP). Ils obtiennent $N_H = 1.3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. L'abondance des PAH a pu être estimée en comparant la carte IRIS à 12 μm et notre modèle d'émission IR rovibrationnelle : $[C/H] = (2.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$. Connaissant ainsi les paramètres physiques décrivant le champ de rayonnement et l'état du gaz dans les deux phases, l'émission micro-onde de G159.6-18.5 a pu être ajustée à l'aide de notre modèle de rotation (Fig. 7.3). Le meilleur ajustement en considérant que $[C/H] = 2.4 \times 10^{-5}$, obtenu par la méthode des moindres carrés¹, est :

¹La fonction minimisée est $\chi^2 = \sum_i (S_i^{\text{mod}} - S_i^{\text{obs}})^2 / \sigma_i^2$ où S_i^{obs} et σ_i sont le flux et l'incertitude correspondante, et S_i^{mod} est le flux modélisé.

- le moment dipolaire intrinsèque est multiplié par 1.5 (voir Eq. 5.6) soit $\mu = 0.6 \sqrt{N_{at}} + 4.3 \times 10^{-2} \sqrt{N_C} Z$
- pour l'anneau moléculaire : $N_C = 50 - 216$ avec $N_H = 4.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$
- pour la région HII : $N_C = 25 - 216$ avec $N_H = 8.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$

ce qui donne une densité de colonne totale pour la région égale à $1.3_{-0.2}^{+0.3} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ en accord avec la mesure de Watson *et al.* (2005). On constate que les PAH nécessaires pour expliquer l'émission anormale dans l'anneau moléculaire sont plus gros et moins abondants que ce qui est trouvé pour la région HII. Cette variation de la taille minimale requise en fonction du milieu peut s'expliquer de deux façons. La première serait que les plus petits PAH sont présents dans l'anneau moléculaire mais que leur moment dipolaire électrique est nul : $\mu(N_C < 50) \sim 0$. La seconde serait que les grains les plus petits sont absents de l'anneau : les plus petits grains coagulent à la surface des plus gros dans les milieux denses et l'indice spectral des gros grains diminue ($\beta = 1.55 < \beta_{\text{graphite}} = 2$).

Cependant, on peut s'interroger sur la pertinence de l'absence et/ou d'un moment dipolaire électrique nul pour les plus petits PAH ($N_C < 50$) dans l'anneau moléculaire alors que ce dernier est brillant dans l'IR moyen. Si on part de l'hypothèse que les petits PAH ($N_C \leq 49$) sont présents dans l'anneau avec $\mu \neq 0$, on s'attend à une contribution à plus haute fréquence de ces derniers (voir chapitre 5). Cela suppose que la contribution des gros grains à 61 et 94 GHz soit plus faible : n'ayant aucune information particulière sur la nature de ces grains, on peut supposer que leur indice spectral est celui du milieu interstellaire diffus soit $\beta = 2$ et ainsi diminuer leur émissivité à basse fréquence. Il est alors possible d'ajuster le spectre de G159.6-18.5 de la façon suivante :

- émission des gros grains : corps noir à 18 K avec $\beta = 2$
- abondance des PAH : $[C/H] = 2.8 \times 10^{-5}$
- pour la région HII : $N_C = 25 - 216$ avec $N_H = 7.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ et $\mu_i = 0.6 \sqrt{N_{at}} \text{ D}$
- pour l'anneau moléculaire : une population de petits PAH avec $N_C = 24-49$, $N_H = 1.25 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ et $\mu_i = 0.1 \sqrt{N_{at}} \text{ D}$; et une population de PAH plus gros avec $N_C = 50 - 216$, $N_H = 4.25 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ et $\mu_i = 0.6 \sqrt{N_{at}} \text{ D}$

On peut donc ajuster le spectre de G159.6-18.5 en ajoutant une population de petits grains dans l'anneau moléculaire, peu abondants et avec un moment dipolaire électrique faible. La faible abondance des petits PAH est en accord avec la croissance par coagulation des grains dans les milieux denses. Par ailleurs, d'après les travaux de Le Page *et al.* (2003), la plupart des petits PAH avec 20 à 30 atomes de carbone sont déshydrogénés et neutres alors que les plus gros sont quasi-totalement hydrogénés et ionisés. Ce résultat s'accorde avec la variation du moment dipolaire électrique constatée entre les deux populations de PAH de l'anneau moléculaire.

On obtient donc deux ajustements aussi compatibles l'un que l'autre avec les observations mais donnant des informations très différentes sur les PAH. Il ne nous est cependant pas possible de discriminer ces deux modèles avec les données dont nous disposons. Cette question pourrait être tranchée avec des informations sur la polarisation de la région. En effet, d'après Lazarian et Draine (2000), l'émission rotationnelle des PAH ne devrait pas être polarisée. Une mesure du taux de polarisation à 61 et 94 GHz devrait donc être en mesure de nous renseigner sur les grains qui dominent l'émission : si ce sont des gros grains à l'équilibre thermique, le taux de polarisation devrait être de l'ordre de 5 à 10 % (Benoît *et al.* 2004). Si ce sont de petits PAH en rotation, ce taux devrait être plus faible, car l'émission rotationnelle des PAH n'est pas polarisée. Dans le cas du nuage moléculaire G159.6-18.5, l'émissivité des gros grains représenterait environ un tiers de l'émissivité totale : le taux de polarisation devrait donc diminuer et être inférieur à 3 %.

Enfin, G159.6-18.5 a aussi été observé en polarisation à 11 GHz avec l'instrument COSMO-SOMAS dans deux directions de polarisation orthogonales. Des cartes des paramètres de Stokes

Q et U ont été obtenues avec une résolution de 0.9° sur une région de $30^\circ \times 30^\circ$. Battistelli *et al.* (2006) ont mesuré un taux de polarisation de $3.4^{+1.5}_{-1.9}\%$. Ce résultat est en accord avec ce qui est attendu pour des PAH en rotation.

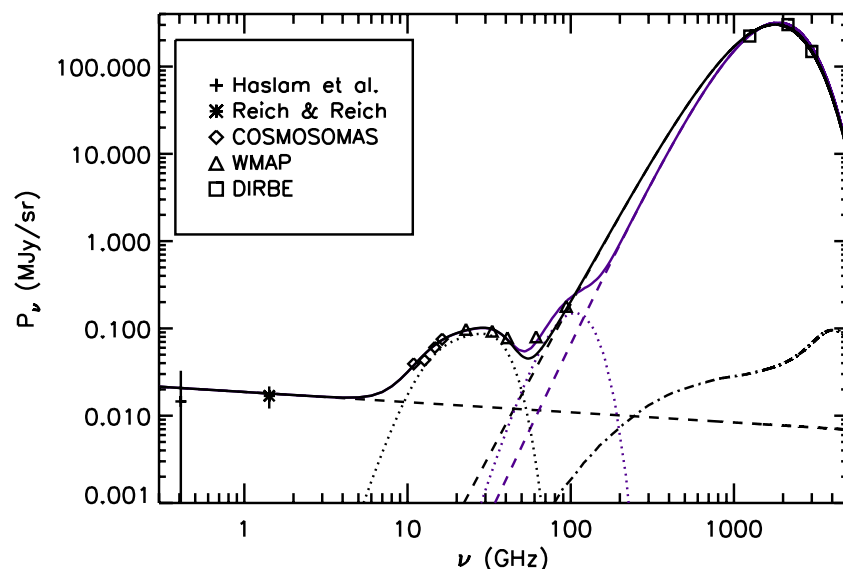


Figure 7.3 - Comparaison du modèle de rotation à l'émission anormale dans le nuage G159.6-18.5 (Watson *et al.* 2005). Les tirets représentent l'émission free-free (basses fréquences) et l'émission des gros grains (hautes fréquences, les tirets noirs montrent le cas d'un corps à 19 K avec $\beta = 1.55$ et les tirets violets un corps noir à 18 K avec $\beta = 2$). L'émission rovibrationnelle des PAH est représentée par la courbe en tirets-pointillés. La courbe en pointillés noirs montre un modèle d'émission rotationnelle avec pour la composante HII $N_C = 25 - 216$ et pour la composante moléculaire $N_C = 50 - 216$. Les pointillés violets montrent un modèle de composante moléculaire pour une distribution de tailles $N_C = 24 - 49$. La courbe noire montre la somme de toutes les contributions "noires". Et la courbe violette représente la somme de toutes les composantes noires et violettes. Pour les détails, voir le texte (§7.1).

7.2 La région HII [LPH96]201.663+1.643

La découverte de la région HII diffuse Galactique [LPH96]201.663+1.643 est le résultat d'un relevé opéré avec le télescope de 140 pieds (ou 43 m) du NRAO (National Radio Astronomy Observatory) à Green Bank en Virginie (Lockman *et al.* 1996) à une longueur d'onde de 9 cm (ou 3.3 GHz). La Fig. 7.4 montre le spectre d'émission anormale obtenu par Dickinson *et al.* (2006b) pour cette région avec une résolution angulaire de $6'$. Aucune information sur l'état du gaz n'est disponible pour LPH96 et les observations faites par Dickinson *et al.* (2006b) l'ont été à trop petite échelle pour que l'on puisse faire des estimations d'abondance ou de densité de colonne avec les données IRIS. Cependant, il est possible d'estimer le champ de rayonnement incident pour cette région HII. Le spectre de l'émission free-free pour cette région est compatible avec une température électronique de $T_e = 9\,100$ K d'après Dickinson *et al.* (2006b) et on peut estimer sa

distance au Soleil à environ $d = 3.1$ kpc. D'après Kurtz *et al.* (1994), il est possible d'estimer le flux de photons Lyman émis par l'étoile associée à la région HII, nécessaire pour maintenir le taux d'ionisation observé de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
 N_{LyC} &\geq 8.04 \times 10^{46} T_e^{-0.85} U^3 \quad (\text{photons.s}^{-1}) \\
 \text{où } U &\equiv d n_e^{2/3} \\
 \text{soit } U &= 4.553 \left[\frac{1}{a(\nu, T_e)} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{0.1} \left(\frac{T_e}{\text{K}} \right)^{0.35} \left(\frac{S_\nu}{\text{Jy}} \right) \left(\frac{d}{\text{kpc}} \right) \right]^{1/3}
 \end{aligned} \tag{7.1}$$

Les valeurs de $a(\nu, T_e)$ ont été tabulées par Burton et Gordon (1978) et on obtient ainsi la limite inférieure pour l'intensité du flux ionisant, soit $N_{LyC} \geq 5.82 \times 10^{47}$ photons.s⁻¹ dans le cas qui nous intéresse. Nous avons donc affaire à une étoile de type O. Le champ de rayonnement est modélisé par une étoile de température effective égale à $T_{eff} \sim 35\,000$ K avec une luminosité $L \sim 3250L_\odot$ à laquelle nous ajoutons le fond diffus cosmologique. Les paramètres du gaz sont calculés à l'équilibre thermique avec le logiciel CLOUDY (Ferland *et al.* 1998) en supposant que la densité de cette région HII est égale à la densité de notre WIM idéalisé (Tab. 1.1). On constate alors l'impossibilité d'ajuster le spectre de LPH96 avec le moment dipolaire électrique défini par l'équation 5.6. En effet, le spectre pique à trop haute fréquence : la solution pour obtenir un spectre à plus basse fréquence est d'augmenter le moment dipolaire dans le but de favoriser le freinage par émission purement rotationnelle. On suppose qu'on a la même abondance de carbone dans les PAH que dans le milieu diffus, soit $[C/H] = 4.3 \times 10^{-5}$ (voir Fig. 3.10). La Fig. 7.4 montre deux ajustements possibles pour cette région :

- $\mu = 0.8 \sqrt{N_{at}} + 4.3 \times 10^{-2} \sqrt{N_C} Z$ avec $N_C = 70 - 216$ et $N_H = 2.2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$
- $\mu = 1.2 \sqrt{N_{at}} + 4.3 \times 10^{-2} \sqrt{N_C} Z$ avec $N_C = 50 - 216$ et $N_H = 6.3 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$

L'absence de mesures entre 10 et 30 GHz ne permet pas de conclure. On peut cependant noter que dans cette région soumise à un champ de rayonnement intense et dur, il est nécessaire d'augmenter le moment dipolaire électrique des molécules et la taille minimale des PAH présents dans le milieu. La dureté du champ peut expliquer des valeurs de μ plus élevées ainsi que la destruction des plus petits PAH par photo-dissociation. Dickinson *et al.* (2006b) ont par ailleurs mesuré la limite supérieure du taux de polarisation à 31 GHz à l'aide de l'instrument CBI. Ils trouvent 2% en accord avec les résultats de Lazarian et Draine (2000).

7.3 Corrélation émission IR/émission anormale

Lorsqu'on cherche à montrer que l'émission anormale est produite par les grains interstellaires, on essaye en général de prouver l'existence d'une corrélation spatiale entre cette émission et l'émission IR des grains. Or on sait que l'émission IR des grains est proportionnelle au facteur G_0 au moins au premier ordre (voir Fig. 7.5), ceci n'est pas vérifié pour l'émission rotationnelle (voir §4.1.1). Si l'émission anormale est effectivement de l'émission de rotation, on doit s'attendre par conséquent à une moins bonne corrélation entre l'émission IR et l'émission anormale. On doit également s'attendre à ce que cette corrélation soit améliorée lorsqu'on divise l'émission IR par G_0 dans les régions où ce facteur varie significativement. L'application de cette proposition est testée dans la suite de ce chapitre.

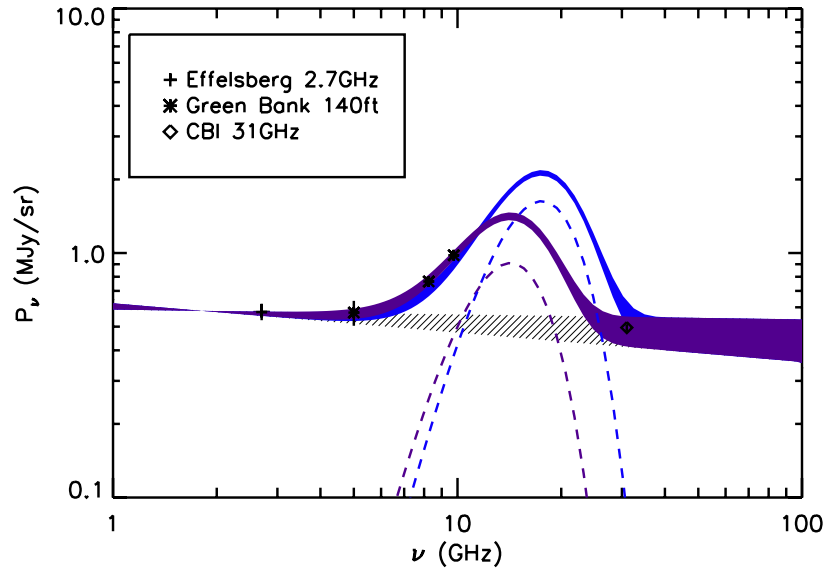


Figure 7.4 - Comparaison du modèle de rotation aux observations de l'émission anormale dans la région HII diffuse [LPH96]201.663+1.643 (Dickinson *et al.* 2006b). La zone hachurée montre l'émission free-free avec le plus grand et le plus petit indice spectral possible pour cette région. Les tirets bleus montrent un modèle de rotation avec $N_C = 70 - 216$ et $m = 0.8$ D; les tirets violets montrent un modèle avec $N_C = 50 - 216$ et $m = 1.2$ D. Les zones de couleurs correspondantes montrent la somme des ces deux modèles avec l'émission free-free.

7.3.1 Les données IRIS

Le satellite IRAS (InfraRed Astronomical Satellite) a été lancé en janvier 1983 et opérationnel jusqu'en décembre de la même année. Ce télescope est le résultat d'une coopération entre les Etats-Unis, le Royaume-Uni et les Pays-Bas. Il a effectué un relevé de 98% du ciel à 4 longueurs d'onde : 12, 25, 60 et 100 μm . IRAS a été conçu et optimisé pour la détection et la photométrie des sources ponctuelles mais la stabilité de ses détecteurs a permis de cartographier l'émission étendue. On a ainsi pu mettre en évidence pour la première fois l'émission IR des poussières dans les cirrus Galactiques (Low *et al.* 1984). La dernière version des cartes délivrées par l'équipe IRAS (les cartes ISSA, IRAS Sky Survey Atlas délivrées en 1991 et 1992) souffre d'un mauvais étalonnage des sources ponctuelles, d'un niveau zéro mal défini et de stries dues au mode d'observation. Miville-Deschênes et Lagache (2005) ont corrigé tous ces problèmes et ont par ailleurs amélioré la soustraction de la lumière zodiacale. L'amélioration apportée aux cartes est illustrée par la Fig. 7.6. Nous utiliserons les cartes IRIS corrigées de l'émission zodiacale pour étudier la corrélation entre l'émission IR des poussières interstellaires et l'émission anormale.

7.3.2 Intensité du champ de rayonnement G_0

Nous avons pu voir au §5.3.3 que le spectre rotationnel n'est pas proportionnel à l'intensité du champ de rayonnement incident G_0 et qu'il est indépendant de la couleur de ce champ. Dans toute la suite de ce chapitre, on va supposer qu'il est possible de représenter le champ de rayonnement

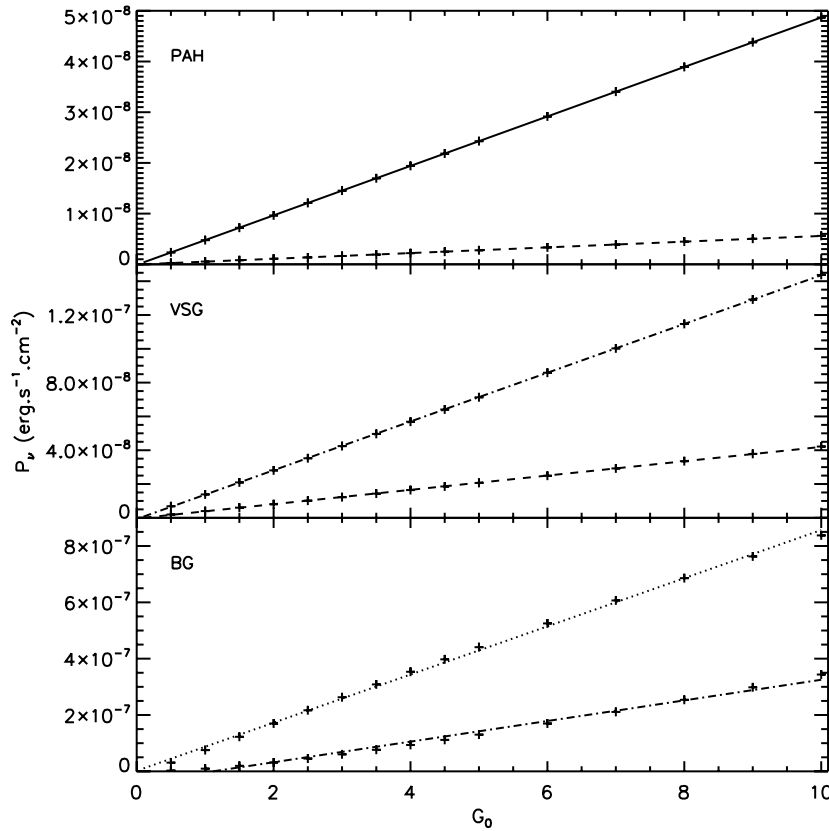


Figure 7.5 - La figure du haut montre l'émission IR des PAH en fonction de G_0 , la figure du milieu celle des très petits grains et la figure du bas celle des gros grains. La courbe en trait plein montre l'émission intégrée dans la bande IRAS à $12 \mu\text{m}$, les tirets dans la bande à $25 \mu\text{m}$, les tirets pointillés dans la bande à $60 \mu\text{m}$ et les pointillés dans la bande à $100 \mu\text{m}$. Tous ces résultats ont été obtenus avec le logiciel CLOUDY (voir Annexe 7.5, Ferland et al. 1998).

partout dans la Galaxie avec un champ ayant la même distribution spectrale d'énergie que l'ISRF (Mathis *et al.* 1983). L'intensité de ce champ sera la seule variable. On pose $\chi = 1$ quand le champ de rayonnement à 1000 \AA est égal à l'ISRF et pour notre cas particulier : $G_0 = \chi$. En effet, comme le champ utilisé a toujours la même forme, les facteurs G_0 et χ sont équivalents. L'intensité du champ de rayonnement peut être déterminée à partir de la température des gros grains T_{BG} - leur émissivité est proportionnelle à χ . Les énergies absorbée et émise par les gros grains peuvent s'exprimer de la manière suivante (voir chapitre 2) :

$$E_{abs} = \int_0^\infty 4\pi a^2 Q_a(\nu) \pi \frac{cu_\nu}{4\pi} d\nu \quad (7.2)$$

$$E_{ém} = \int_0^\infty 4\pi a^2 Q_a(\nu) \pi B_\nu(T) d\nu \quad \text{où } Q_a(\nu) = Q_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\beta \left(\frac{a}{a_0} \right) \quad (7.3)$$

où $B_\nu(T)$ est la fonction de Planck pour le corps noir et Q_a la section efficace du grain, d'indice spectral β . Si ce dernier est à l'équilibre thermique avec le champ de rayonnement, on peut alors écrire :

$$\mathcal{W}_1 = \int_0^\infty Q_a(\nu) \frac{cu_\nu}{4\pi} d\nu = \int_0^\infty Q_a(\nu) B_\nu(T) d\nu = \mathcal{W}_2 \quad (7.4)$$

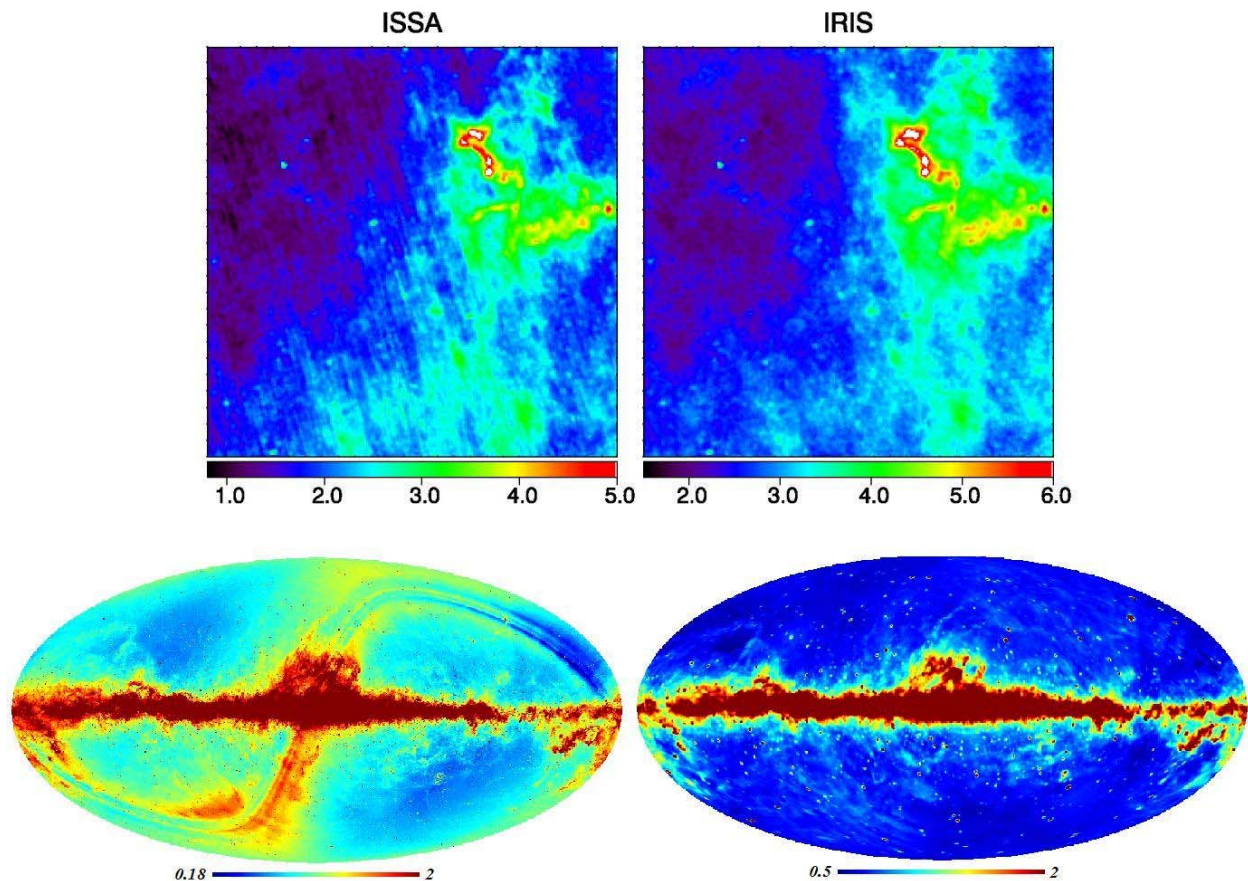


Figure 7.6 - En haut : on peut voir la comparaison de la même région de 250×250 pixels avec à gauche la carte ISSA et à droite la carte IRIS à 12 μm . En bas : on peut voir des cartes de tout le ciel à 12 μm où la carte de droite est ce qu'on obtient après soustraction de l'émission zodiacale dans la carte de droite grâce à la méthode de M.A. Miville-Deschênes (communication privée).

et en posant $y = h\nu/kT$ avec $\beta = 2$, le membre de droite devient

$$\begin{aligned}\mathcal{W}_2 &= \frac{2h}{c^2} \left(\frac{kT}{h} \right)^{4+\beta} \left(\frac{Q_0}{\nu_0^\beta} \right) \left(\frac{a}{a_0} \right) \int_0^\infty \frac{y^{3+\beta}}{e^y - 1} dy \\ &= 4.6 \times 10^{-11} \left(\frac{a}{0.1\mu\text{m}} \right) T^{4+\beta} \text{ erg.cm}^{-2}\text{s}^{-1}\end{aligned}\quad (7.5)$$

Si on suppose maintenant que le champ de rayonnement en question est l'ISRF (Mathis *et al.* 1983) et qu'on l'augmente d'un facteur G_0 (ou χ) alors :

$$\begin{aligned}\mathcal{W}_1 &= G_0 \times \int_0^\infty Q_a(\nu) \frac{c u_\nu}{4\pi} d\nu \\ \mathcal{W}_2 &= \text{cste} \times T^{4+\beta} \int_0^\infty \frac{y^{3+\beta}}{e^y - 1} dy \\ \Rightarrow G_0 &= \frac{\text{cste}}{\int_0^\infty Q_a(\nu) \frac{c u_\nu}{4\pi} d\nu} \times \left(\int_0^\infty \frac{y^{3+\beta}}{e^y - 1} dy \right) T^{4+\beta}\end{aligned}\quad (7.6)$$

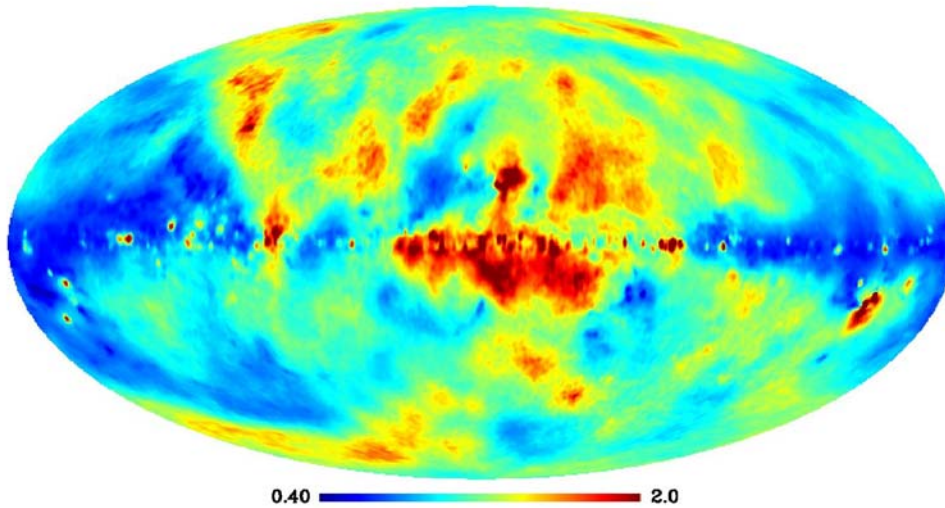


Figure 7.7 - Carte de l'intensité du champ de rayonnement G_0 pour l'ISRF (Mathis *et al.* 1983) : $G_0 = 0.4 - 6$ avec $\langle G_0 \rangle \sim 1.1$.

Pour $\beta = 2$ et $G_0 = 1$, la température est de 17.5 K, on peut donc en déduire pour G_0 :

$$\begin{aligned} \frac{1}{G_0} &= \frac{\int_0^\infty \frac{y^{3+2}}{e^y - 1} dy}{\int_0^\infty \frac{y^{3+\beta}}{e^y - 1} dy} \times \frac{17.5^{4+2}}{T^{4+\beta}} \\ \Rightarrow G_0 &= \left(\frac{T_{BG}}{17.5K} \right)^6 \quad \text{si } \beta = 2 \end{aligned} \quad (7.7)$$

La température des gros grains est estimée à partir des résultats de Schlegel *et al.* (1998) : ces auteurs ont produit une carte du rapport 100 sur 240 μm dans les données DIRBE. Cette carte est lissée² à environ 1° et la carte de G_0 résultante pour tout le ciel est présentée sur la Fig. 7.7.

7.3.3 Comparaison sur tout le ciel

La Fig. 7.8 montre la corrélation de l'émission anormale à 23 GHz avec l'émission IR de 12 à 100 μm (colonne de gauche). Un résultat important de ce travail est la bonne corrélation de l'émission anormale avec l'émission caractéristique des PAH à 12 μm . Jusqu'ici, cela n'avait pu être mis en évidence que dans le nuage sombre LDN 1622 (Casassus *et al.* 2006b). De plus, la Fig. 7.8 montre la corrélation entre l'émission anormale et l'émission IR divisée par G_0 (colonne de droite). A "l'œil", on a l'impression très nette que la corrélation est améliorée par la division dans tous les cas, et que cette corrélation est significativement meilleure avec la bande à 12 μm qu'avec les autres bandes³. Résultats tous deux prévus par le modèle de rotation décrit au chapitre 5. Pour illustrer ce résultat de façon quantitative, nous déterminons les équations des droites de corrélation correspondantes. On en fait une première estimation, $y = a_{temp}x + b_{temp}$, puis on retire

²En réalité, la résolution de cette carte n'est pas constante sur le ciel. Elle a été adaptée en fonction de la latitude, de manière à conserver un rapport signal sur bruit constant sur le ciel. Dans le plan Galactique, la résolution est effectivement de 1° mais elle est supérieure à haute latitude.

³Dans le cas de la bande à 100 μm , on constate sur la Fig. 7.8 la présence de points alignés "horizontalement". Ils correspondent à 72 pixels localisés dans la direction du centre Galactique et dans la direction ($l = 30^\circ, b = 0^\circ$).

Tableau 7.1 - Coefficients de corrélation de Pearson entre l'émission anormale dans les bandes K, Ka, Q, V et W (Miville-Deschênes *et al.* 2008) et l'émission IR dans les bandes IRAS (Miville-Deschênes et Lagache 2005), divisées ou non par l'intensité du champ de rayonnement G_0 , pour tout le ciel. Les figures de corrélations correspondantes sont regroupées dans la Fig. 7.8.

	<i>K</i>	<i>Ka</i>	<i>Q</i>	<i>V</i>	<i>W</i>
	(23 GHz)	(33 GHz)	(41 GHz)	(61 GHz)	(94 GHz)
12 μm	0.88	0.88	0.86	0.40	-0.47
12 $\mu\text{m} / G_0$	0.94	0.94	0.92	0.49	-0.42
25 μm	0.81	0.81	0.80	0.38	-0.43
25 $\mu\text{m} / G_0$	0.91	0.91	0.89	0.46	-0.43
60 μm	0.75	0.75	0.73	0.32	-0.42
60 $\mu\text{m} / G_0$	0.86	0.85	0.83	0.38	-0.45
100 μm	0.82	0.82	0.80	0.35	-0.48
100 $\mu\text{m} / G_0$	0.91	0.90	0.88	0.43	-0.47

tous les points situés à plus de 3σ de la valeur médiane⁴ de la relation $K - [a_{temp}IR(/G_0) + b_{temp}]$. Une nouvelle estimation est alors faite et on obtient la droite de corrélation finale : $y = a + bx$. Si la corrélation était parfaite, l'histogramme de $K - [aIR(/G_0) + b]$ serait une gaussienne centrée en 0. Les histogrammes pour les quatre longueurs d'onde sont représentés sur la Fig. 7.9. On constate que la division par G_0 tend à les rendre plus symétriques autour de 0 mais que le résultat n'est vraiment probant que pour les bandes à 12 et 100 μm . Une autre façon d'illustrer quantitativement la corrélation est de calculer le coefficient de corrélation de Pearson. Pour deux vecteurs x et y , il s'exprime de la façon suivante :

$$P(x, y) = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle) (y_i - \langle y \rangle)}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2} \sqrt{\sum_{i=1}^N (y_i - \langle y \rangle)^2}} \quad (7.8)$$

Les résultats sont donnés dans le Tab. 7.1. Les coefficients de corrélation sont aussi grands avec la bande caractéristique des gros grains qu'avec celle représentative des PAH. Il n'est donc pas possible de conclure quant à la nature des émetteurs et donc du mécanisme produisant l'émission anormale à ce stade de notre étude. Il n'est pas étonnant d'obtenir ce résultat car les PAH et les BG sont bien corrélés à grande échelle quand on les observe dans l'IR. Une étude sur des nuages interstellaires bien ciblés est donc nécessaire. Elle est détaillée dans les paragraphes suivants. Par ailleurs, les observations WMAP ont été faites dans cinq bandes de 23 à 94 GHz. L'émission IR est bien corrélée avec les trois premières bandes (*K*, *Ka*, *Q*, voir Tab. 7.1). La corrélation est moins bonne avec la bande *V* à 61 GHz. Dans la suite, cette bande ne sera incluse dans notre étude que si les observations à cette fréquence sont bien corrélées avec l'émission IR. Quant à l'émission anormale en bande *W*, elle n'est pas corrélée avec l'émission IR. A cette fréquence où l'émission thermique des gros grains domine, l'émission anormale est très difficile à extraire. Nous excluons donc cette bande de notre étude.

La corrélation entre les émissions anormale et IR est donc globalement améliorée par la division par G_0 . Cette amélioration concerne environ 60 % de la surface du ciel à 12 μm . Les zones concernées sont 40 à 60 % plus brillantes que les régions pour lesquelles la division n'apporte pas

⁴Cela revient à exclure 1 à 2 % des pixels.

d'amélioration. Dans les régions où la division n'améliore pas la corrélation, elle ne la dégrade pas non plus dans la grande majorité des cas. La division dégrade la corrélation sur environ 5 % de la surface du ciel (découpage du ciel en régions ayant des tailles de $3^\circ \times 3^\circ$ à $10^\circ \times 10^\circ$). Cela montre l'indépendance de l'émission anormale par rapport à l'intensité du champ de rayonnement.

7.3.4 Comparaison dans une sélection de champs

♣ Critères de sélection

Afin de tester notre modèle de rotation, les champs sélectionnés doivent répondre à un certain nombre de critères qui sont détaillés ici.

- 1) Ils doivent se trouver hors du plan Galactique. Cette limitation est due à l'imperfection de notre connaissance de l'émission free-free dans cette zone (voir §6.1.2).
- 2) Ils doivent être brillants dans la bande K à 23 GHz et dans l'IR moyen à $12\ \mu\text{m}$.
- 3) Les variations de G_0 doivent être les plus grandes possibles à l'échelle du degré. Si ce facteur est constant, la division est sans effet.
- 4) Si possible, les émissions à 25, 60 et $100\ \mu\text{m}$ ne doivent pas être bien corrélées avec l'émission à $12\ \mu\text{m}$. On espère ainsi trouver des régions où il sera possible de savoir si l'émission anormale est mieux corrélée avec les petits qu'avec les gros grains.

A l'aide de ces critères, nous avons pu sélectionner 27 champs de quelques degrés carrés qui répondent tous aux trois premiers critères ; 5 d'entre eux répondent au dernier. La position de ces régions est visible sur la Fig. 7.11. La méthode de sélection des champs est décrite dans le paragraphe suivant.

♣ Méthode de sélection

Avant de décrire la méthode de sélection, nous devons noter qu'elle est biaisée. En effet, nous ne sélectionnons que les régions pour lesquelles la division par G_0 améliore significativement la corrélation. Nous avons déjà montré l'indépendance de l'émission anormale par rapport à l'intensité du champ de rayonnement G_0 dans le §7.3.3. Les régions que nous sélectionnons pour la suite de l'étude ont donc pour but d'illustrer au mieux cette indépendance et également de nous permettre d'obtenir des informations sur les porteurs de l'émission anormale.

La sélection des champs est faite de façon automatique. La méthode consiste à déplacer une boîte de taille $l \times b$ sur le ciel. Le déplacement se fait d'abord en longitude avec $\Delta l = 1^\circ$ puis en latitude avec $\Delta b = 1^\circ$. Trois tailles de boîtes ont été utilisées : $10^\circ \times 10^\circ$, $5^\circ \times 5^\circ$ et $3^\circ \times 3^\circ$. A l'intérieur de chaque boîte, on teste la corrélation entre l'émission anormale en bande K et l'émission IR dans les 4 bandes IRAS, puis avec l'émission IR divisée par G_0 . On cherche ainsi dans nos différentes boîtes les régions répondant aux critères décrits précédemment. On obtient ainsi deux jeux cartes découpées en N zones de $l \times b$ degrés carrés, dont les valeurs sont les coefficients de corrélation de Pearson de chaque zone. On compare ensuite toutes les cartes : les zones pour lesquelles le coefficient de corrélation de Pearson augmente avec la division par G_0 sont sélectionnées. A ce stade elles correspondent à une superposition et/ou juxtaposition des zones des différentes cartes. On traite ensuite chaque zone séparément. On cherche la région optimale en agrandissant ou en rétrécissant légèrement la zone sélectionnée dans toutes les directions. Les champs ainsi obtenus sont ceux retenus pour l'étude.

Nos cartes ayant une résolution angulaire d'environ 1° , l'intensité du champ de rayonnement varie peu. Par conséquent, les régions pour lesquelles la corrélation est améliorée significative-

ment par la division sont peu nombreuses. On sélectionne celles pour lesquelles le coefficient de corrélation de Pearson est amélioré d'au moins 0.1 et qui répondent à tous les critères donnés dans le paragraphe précédent. On obtient ainsi les 27 champs présentés dans cette thèse.

♣ Discussion

Les Fig. 7.13 à 7.25 illustrent les résultats pour 13 régions (l'annexe 7.5 résume les résultats pour les 27 régions). Pour tous ces champs, on constate comme prévu que la division par G_0 améliore la corrélation entre l'émission IR et l'émission anormale de manière significative. Pour les régions 1 et 24 (Fig. 7.13 & 7.24), les figures de corrélation illustrent particulièrement bien la différence de comportement des émissions IR et anormale avec G_0 . Quand on trace l'émission en bande K en fonction de l'émission à $12\ \mu\text{m}$, on constate dans les deux champs l'existence de "deux" droites de corrélation. Celle du bas correspond à la zone du champ considéré où G_0 est le plus faible et celle du haut où il est le plus élevé. Cette séparation des champs en deux zones se retrouve également dans les histogrammes qui présentent deux maxima. En opérant la division par G_0 , on n'obtient plus qu'une seule droite⁵. Cela illustre bien l'indépendance de l'émission anormale par rapport à G_0 .

Le deuxième test pour prouver l'origine de l'émission anormale est maintenant de regarder si la corrélation est meilleure avec les petits grains qu'avec les gros. Pour les 5 champs dans lesquels la corrélation entre les différents types de grains est imparfaite, on constate que la corrélation de l'émission anormale avec l'émission à $12\ \mu\text{m}$ divisée par G_0 est manifestement meilleure qu'avec les émissions à 60 et $100\ \mu\text{m}$ divisées par G_0 (régions 1, 17, 20, 24 et 25). Ensuite, pour trois de ces régions, elle est également meilleure que la corrélation avec la bande à $25\ \mu\text{m}$ divisée par G_0 . Cela montre donc que l'émission IR caractéristique des gros grains et des très petits grains est bien corrélée avec l'émission anormale *uniquement* si elle est bien corrélée avec l'émission IR caractéristique des PAH. Tout cela va donc dans le sens de l'hypothèse de la rotation des PAH à l'origine de l'émission anormale. Cependant si cette étude semble être très prometteuse, aucune conclusion ferme ne pourra être donnée tant que des données avec une meilleure résolution spatiale ne seront pas disponibles. L'idéal serait d'observer un nuage dense entre 10 et 100 GHz comme ceux décrits par Bernard *et al.* (1993) qui ont observé le Taureau, la région de ρ -Ophiucus et le Caméléon dans l'IR. Ils montrent que le maximum d'émission des gros grains à $100\ \mu\text{m}$ coïncide avec le maximum d'extinction au centre des nuages. En revanche, l'émission à plus courte longueur d'onde présente un minimum local au centre et des maxima sur les bords. Les plus petites particules sont donc présentes uniquement dans un halo entourant le nuage (les petits grains coagulent au cœur du nuage et sont désorbés de la surface des gros sur les bords). Il serait donc tout à fait intéressant de voir si les variations d'abondance des petits grains constatées dans l'IR se retrouvent sur des cartes d'émission anormale.

⁵Dans le cas de la région 1, deux pentes différentes semblent encore coexister. Cela pourrait être dû à une légère variation de la distribution de tailles et/ou de moment dipolaire électrique entre les zones à G_0 faible et à G_0 élevé.

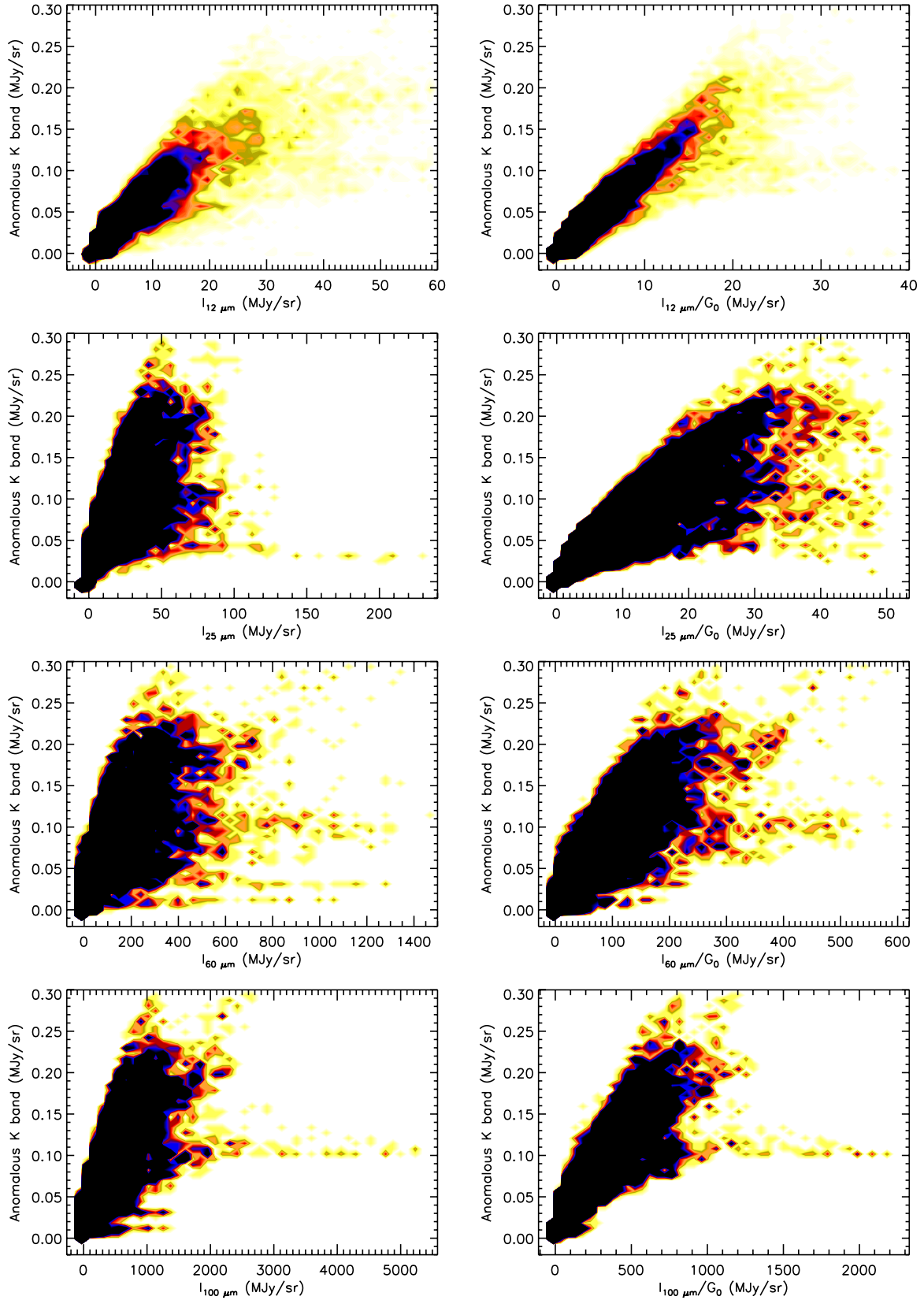


Figure 7.8 - Emission anormale dans la bande K (23 GHz) en fonction de l'émission IR de la poussière dans la colonne de gauche et de l'émission IR divisée par G_0 dans la colonne de droite. La ligne du haut montre la bande IRIS à $12\ \mu\text{m}$, la deuxième ligne celle à $25\ \mu\text{m}$, la troisième celle à $60\ \mu\text{m}$ et la ligne du bas celle à $100\ \mu\text{m}$.

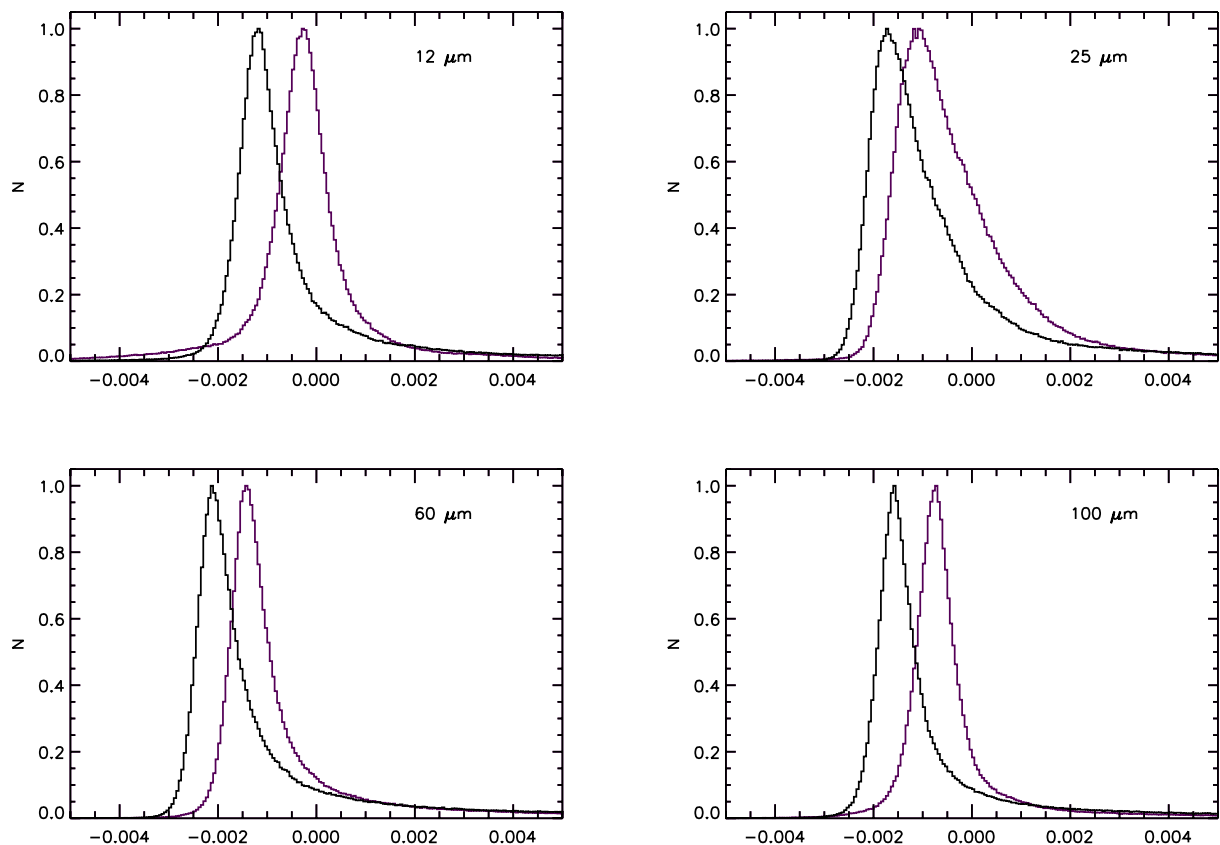


Figure 7.9 - Histogrammes des cartes d'émission anormale dans la bande K (23 GHz) d'où on a soustrait l'ajustement linéaire $K = a \times I_{IR} + b$ en noir et l'ajustement linéaire $K = a \times I_{IR}/G_0 + b$ en violet. Les histogrammes sont normalisés. L'histogramme obtenu avec la bande à $12 \mu\text{m}$ est représenté dans la figure en haut à gauche, celui avec la bande à $25 \mu\text{m}$ en haut à droite, celui avec la bande à $60 \mu\text{m}$ en bas à gauche et celui avec la bande à $100 \mu\text{m}$ en bas à droite.

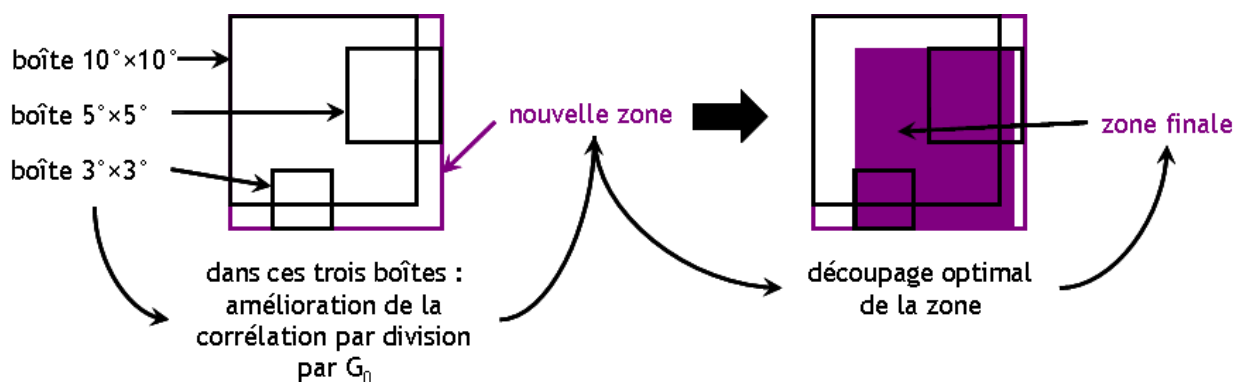


Figure 7.10 - Illustration de la méthode de sélection des champs utilisés pour l'étude de la corrélation entre l'émission anormale et l'émission IR des grains.

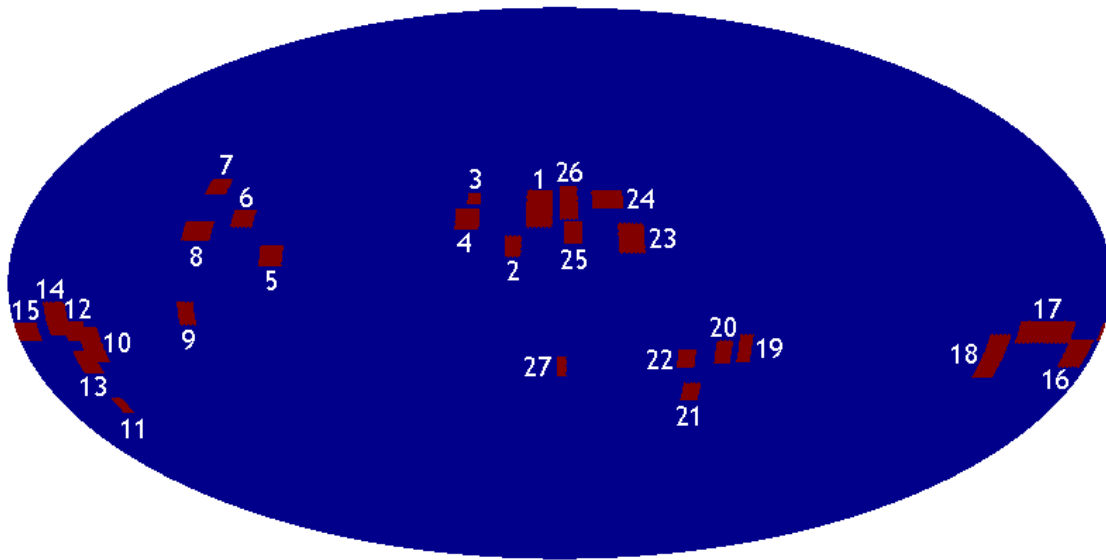


Figure 7.11 - Localisation des régions sélectionnées pour mener cette étude sur une carte en projection Galactique. Les champs sont numérotés par longitude croissante.

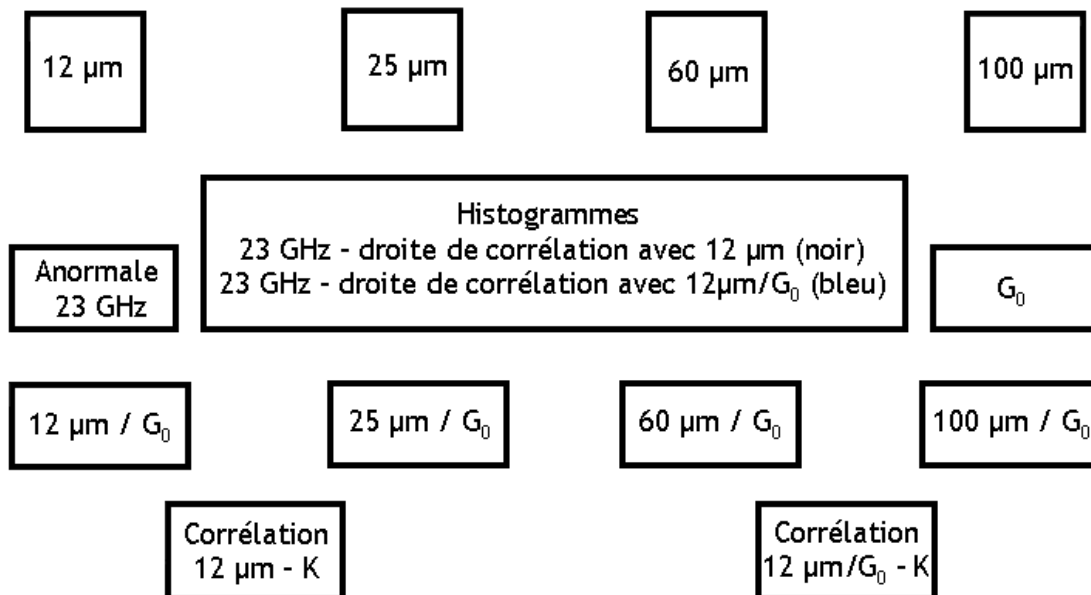


Figure 7.12 - Légende des Fig. 7.13 à Fig. 7.25 : l'unité commune des cartes est le MJy/sr. La figure présentant la corrélation entre l'émission à $12\ \mu\text{m}$ divisée par G_0 et l'émission anormale montre également l'ajustement linéaire entre ces deux cartes (droite bleue).

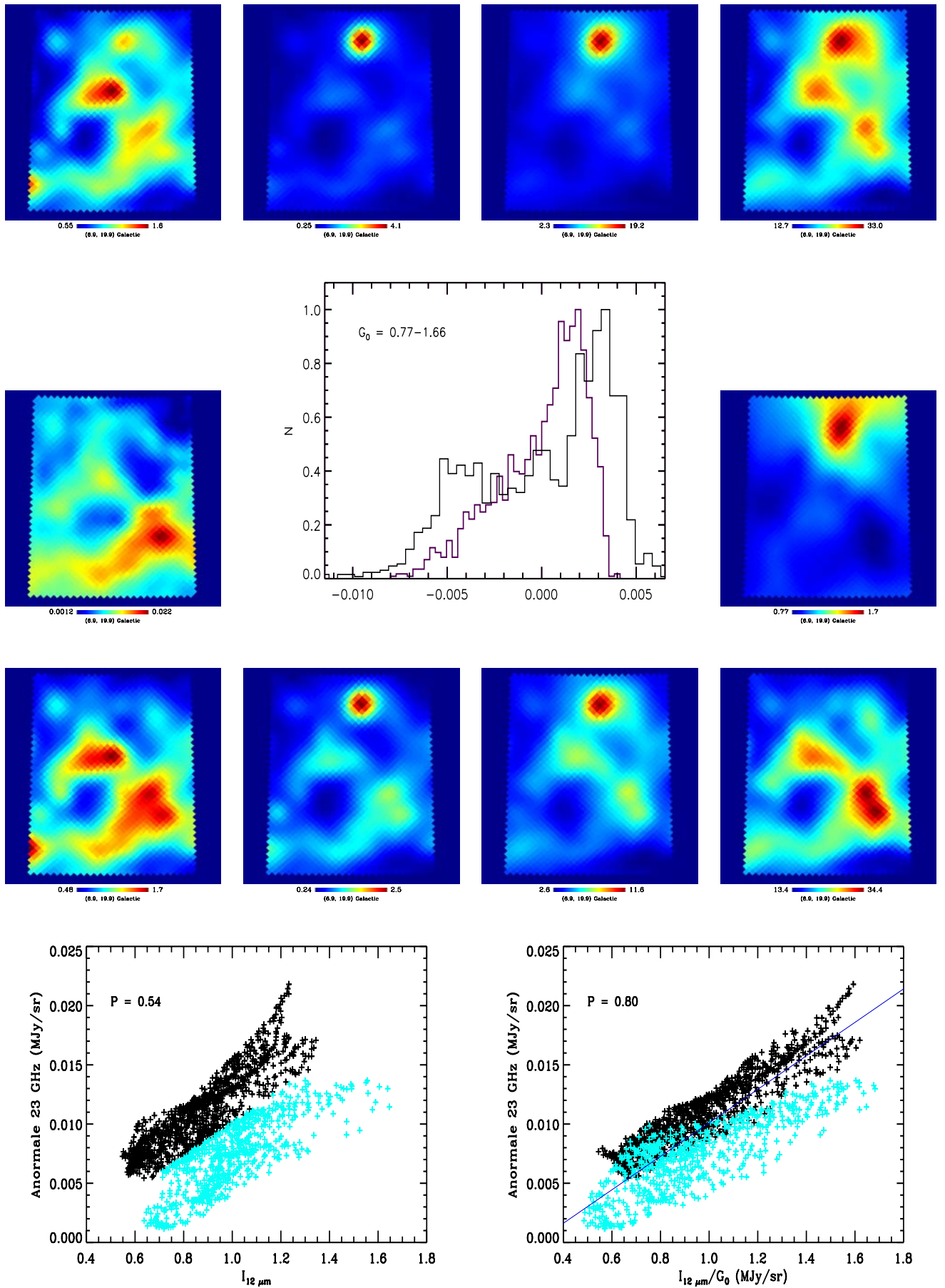


Figure 7.13 - Région 1 : ($l = 6.9^\circ$, $b = 19.9^\circ$).

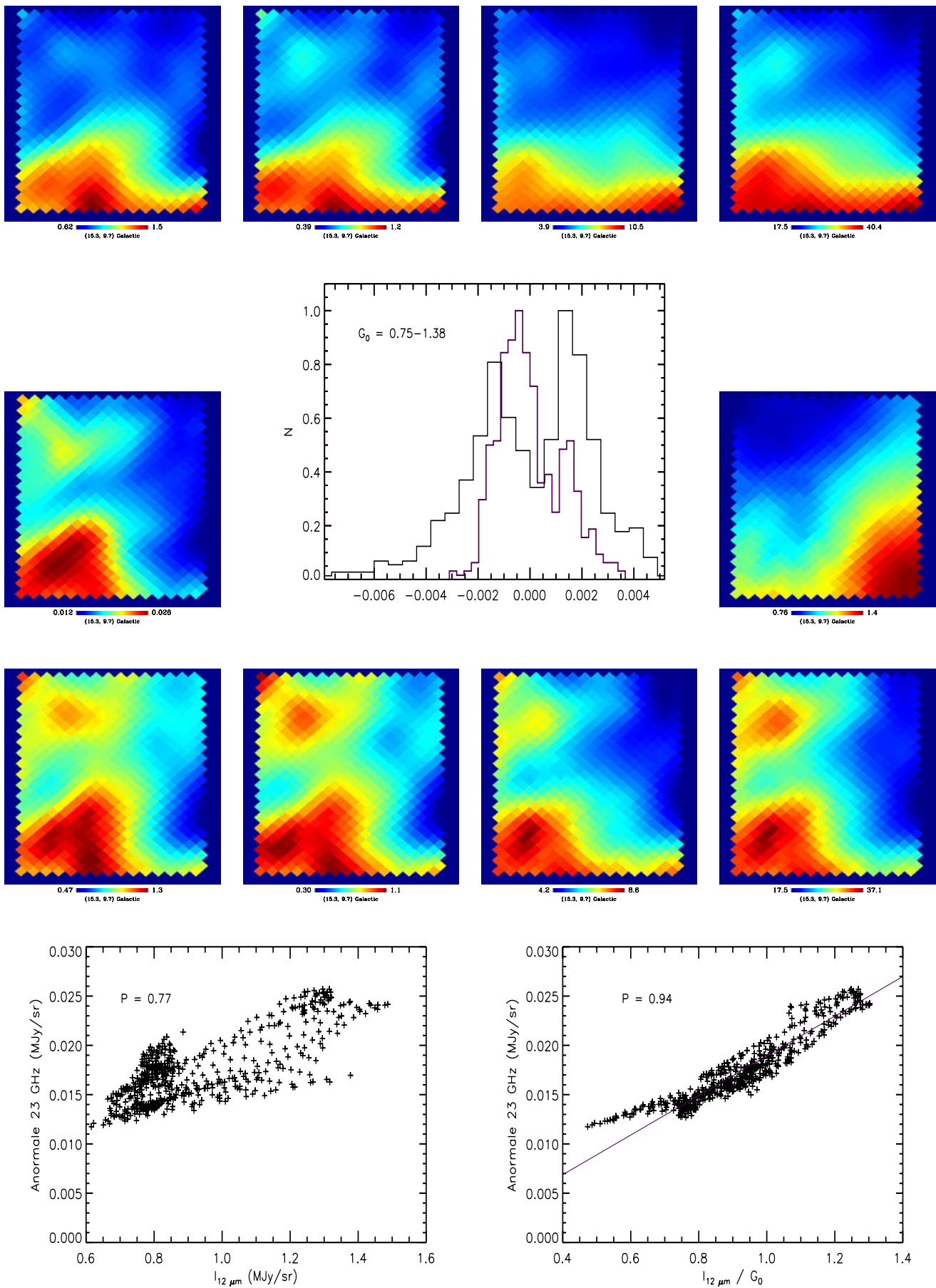


Figure 7.14 - Région 2 : $(l = 15.3^\circ, b = 9.7^\circ)$.

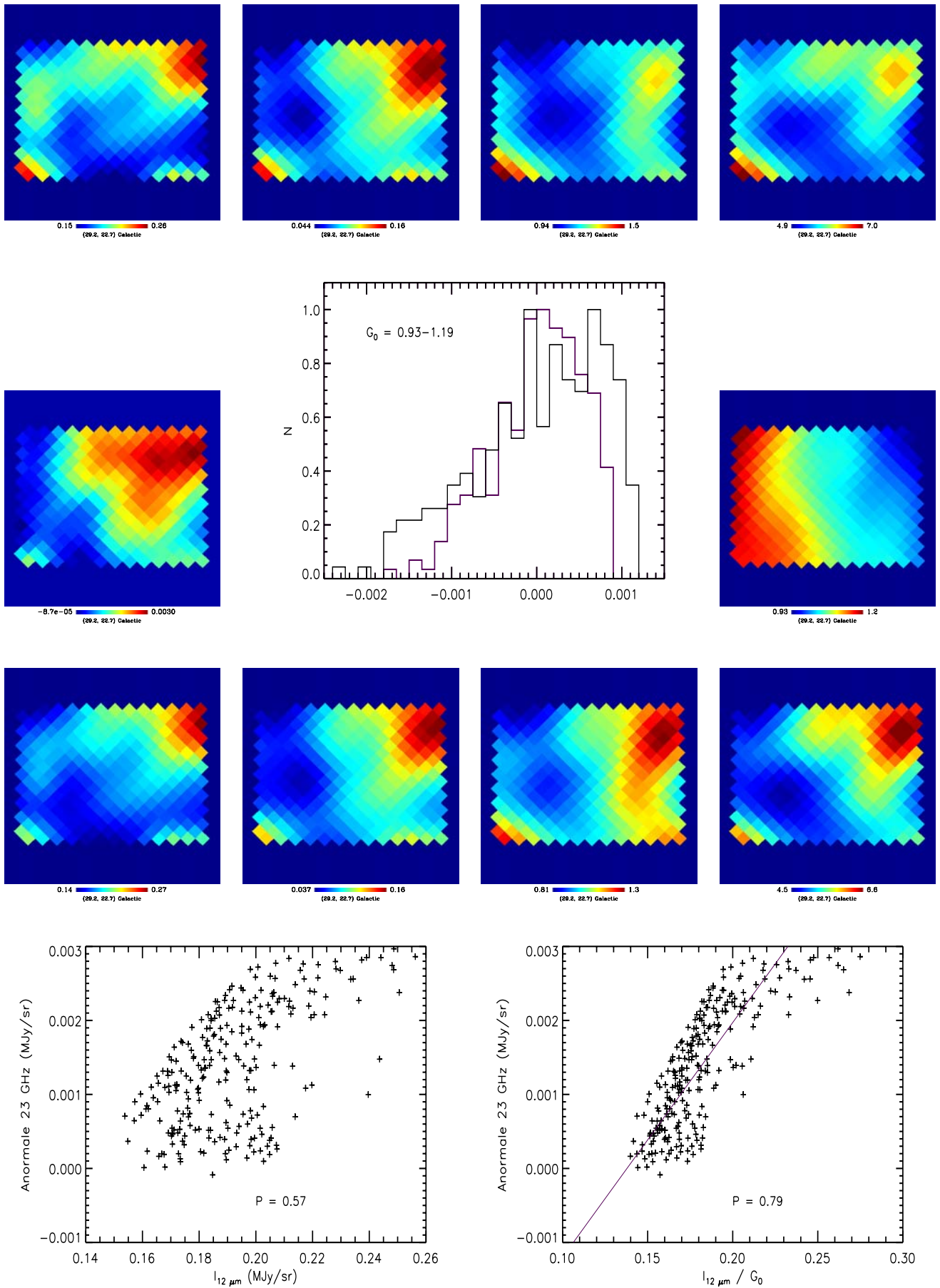


Figure 7.15 - Région 3 : ($l = 29.2^\circ$, $b = 22.7^\circ$).

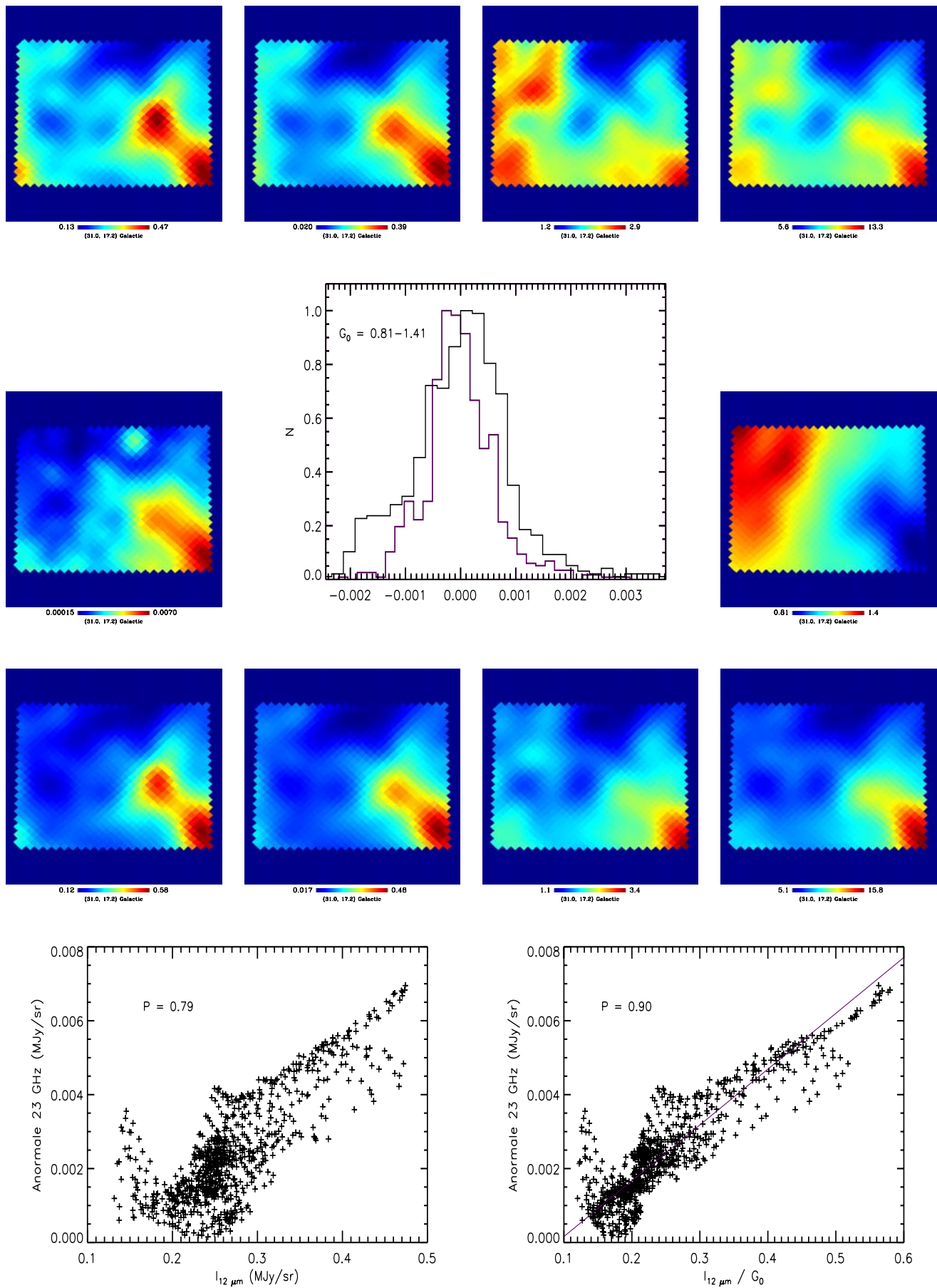


Figure 7.16 - Région 4 : ($l = 31^\circ, b = 17.2^\circ$).

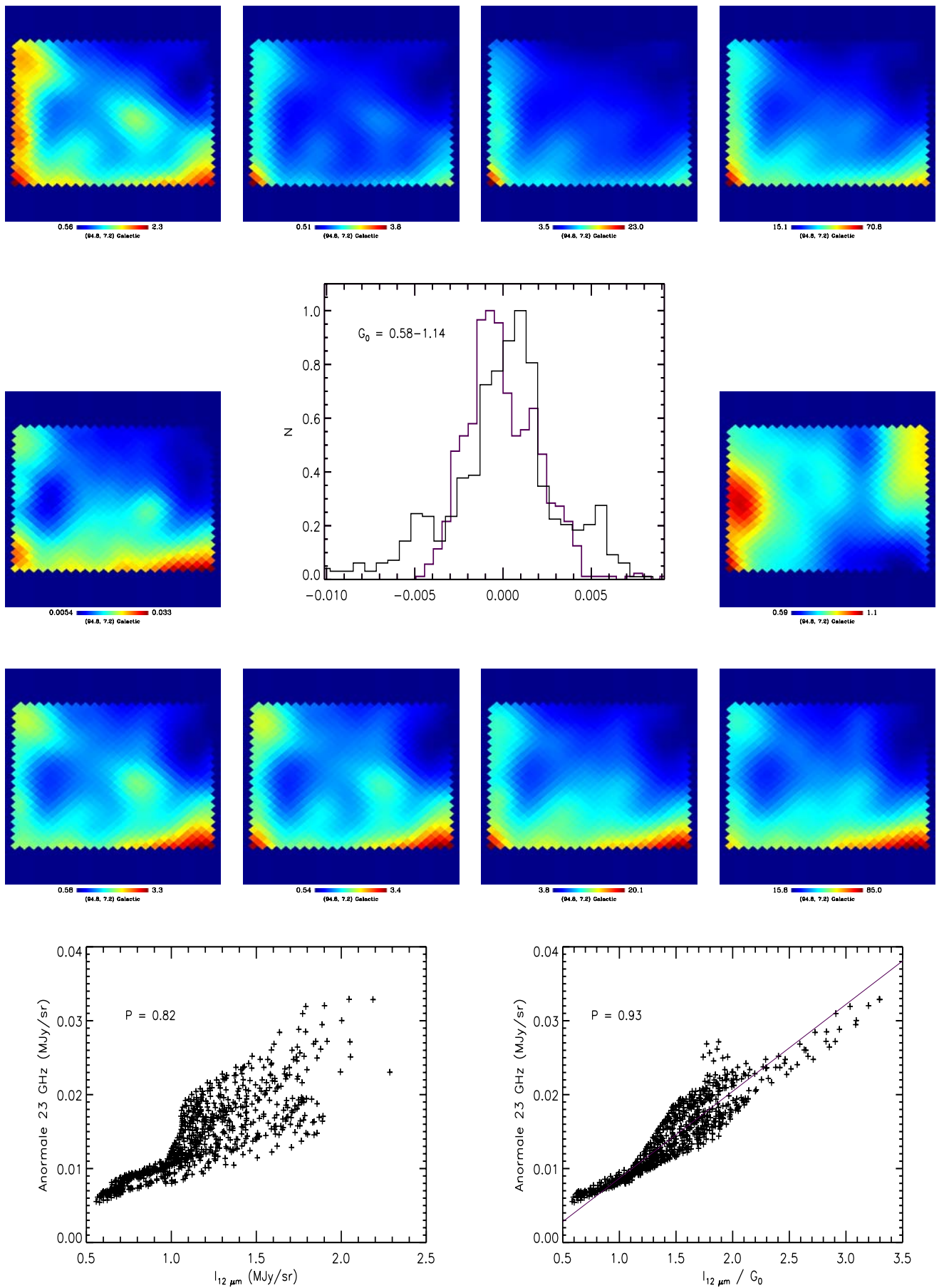


Figure 7.17 - Région 5 : ($l = 94.8^\circ, b = 7.2^\circ$).

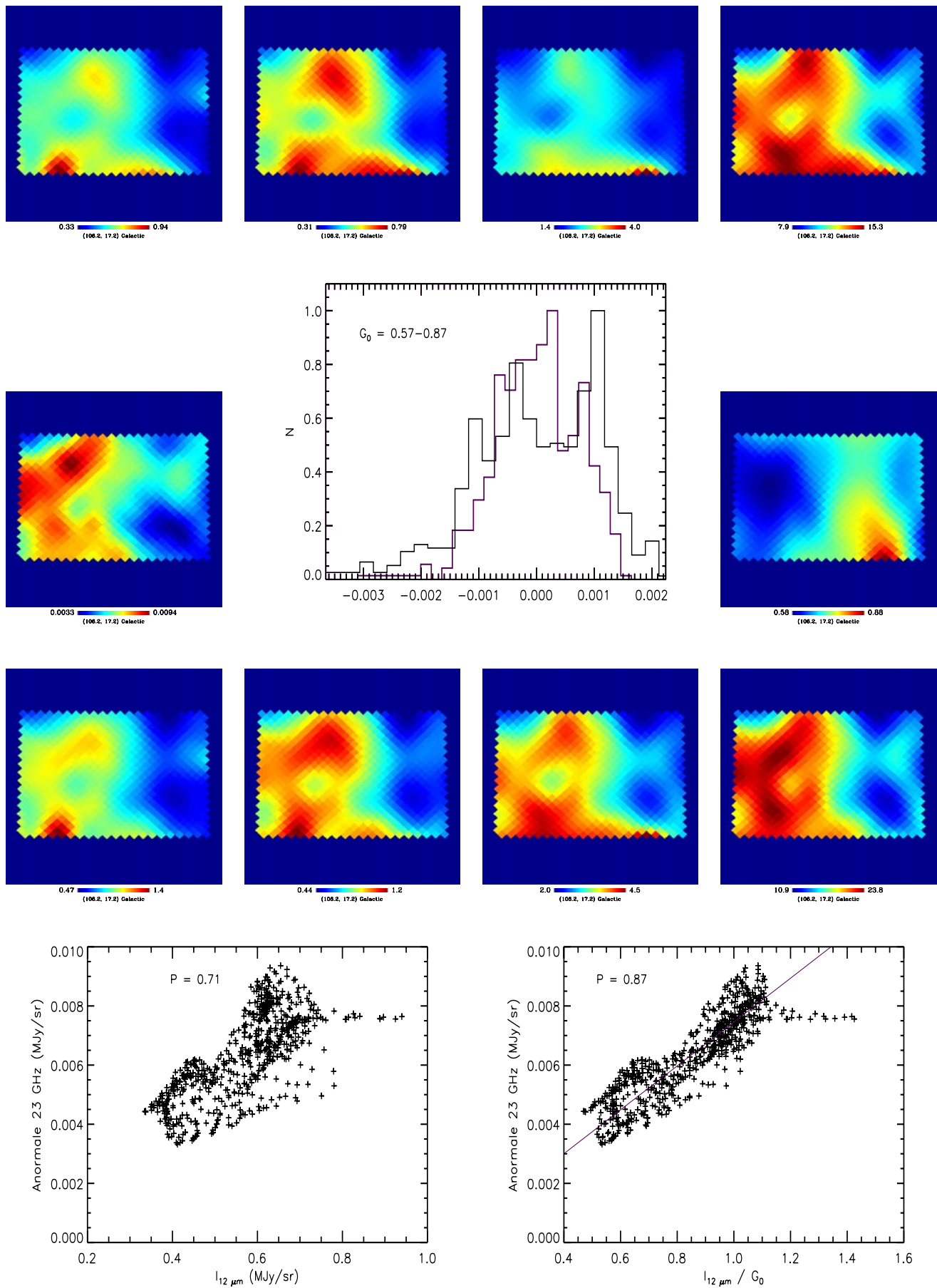


Figure 7.18 - Région 6 : ($l = 106.2^\circ$, $b = 17.2^\circ$).

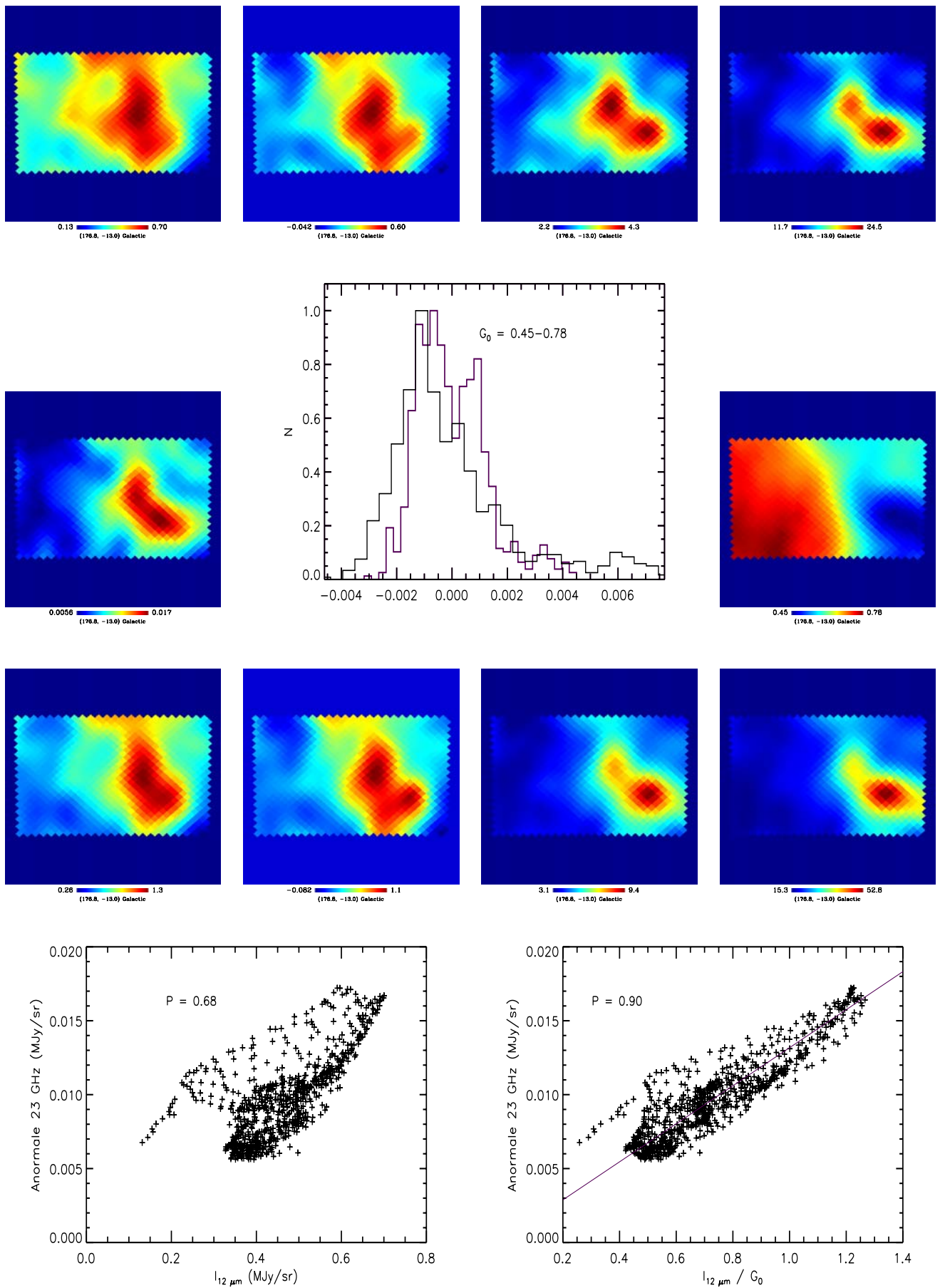


Figure 7.19 - Région 15 : ($l = 176.8^\circ, b = -13^\circ$).

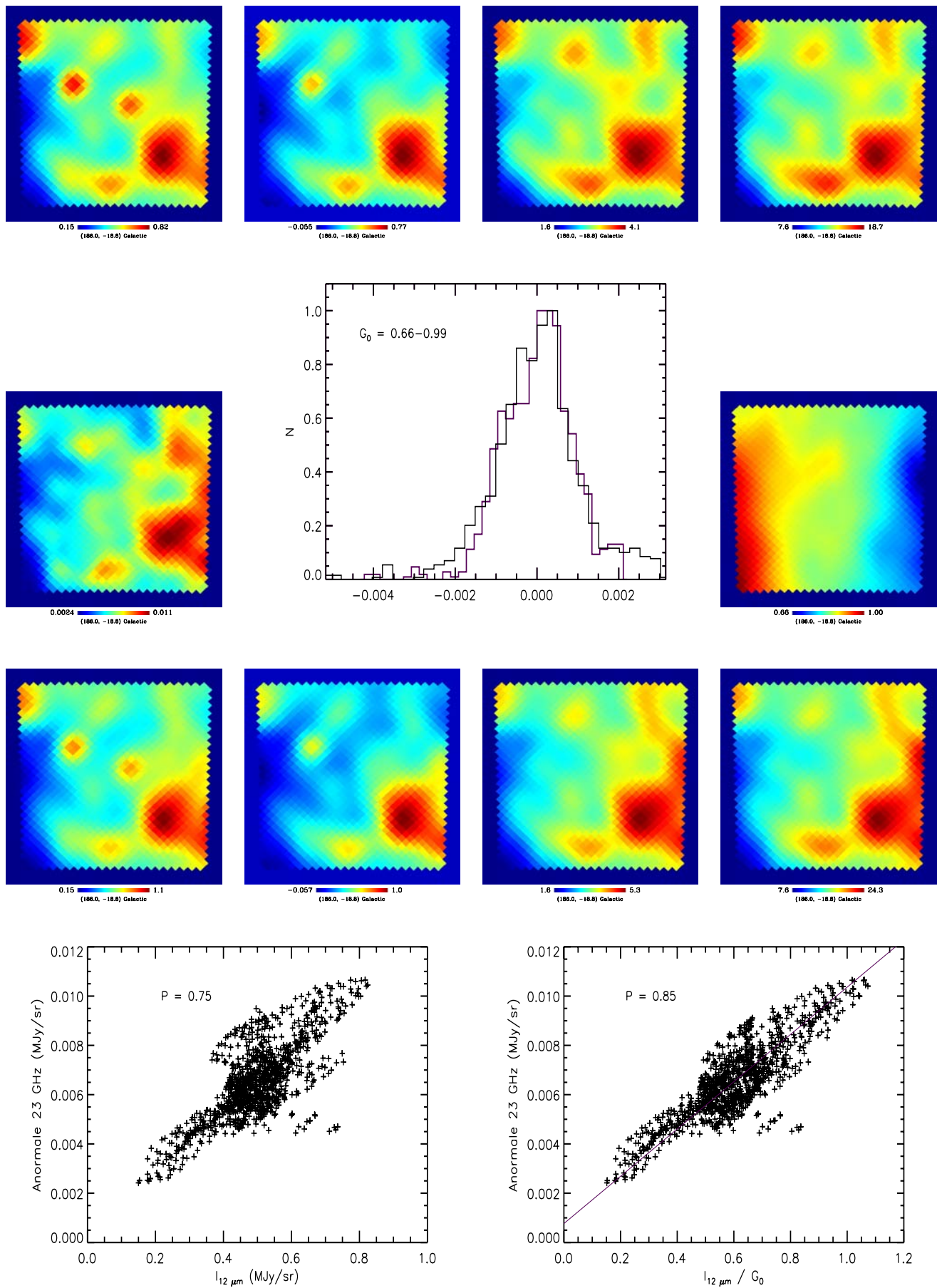


Figure 7.20 - Région 16 : ($l = 186^\circ$, $b = -18.8^\circ$).

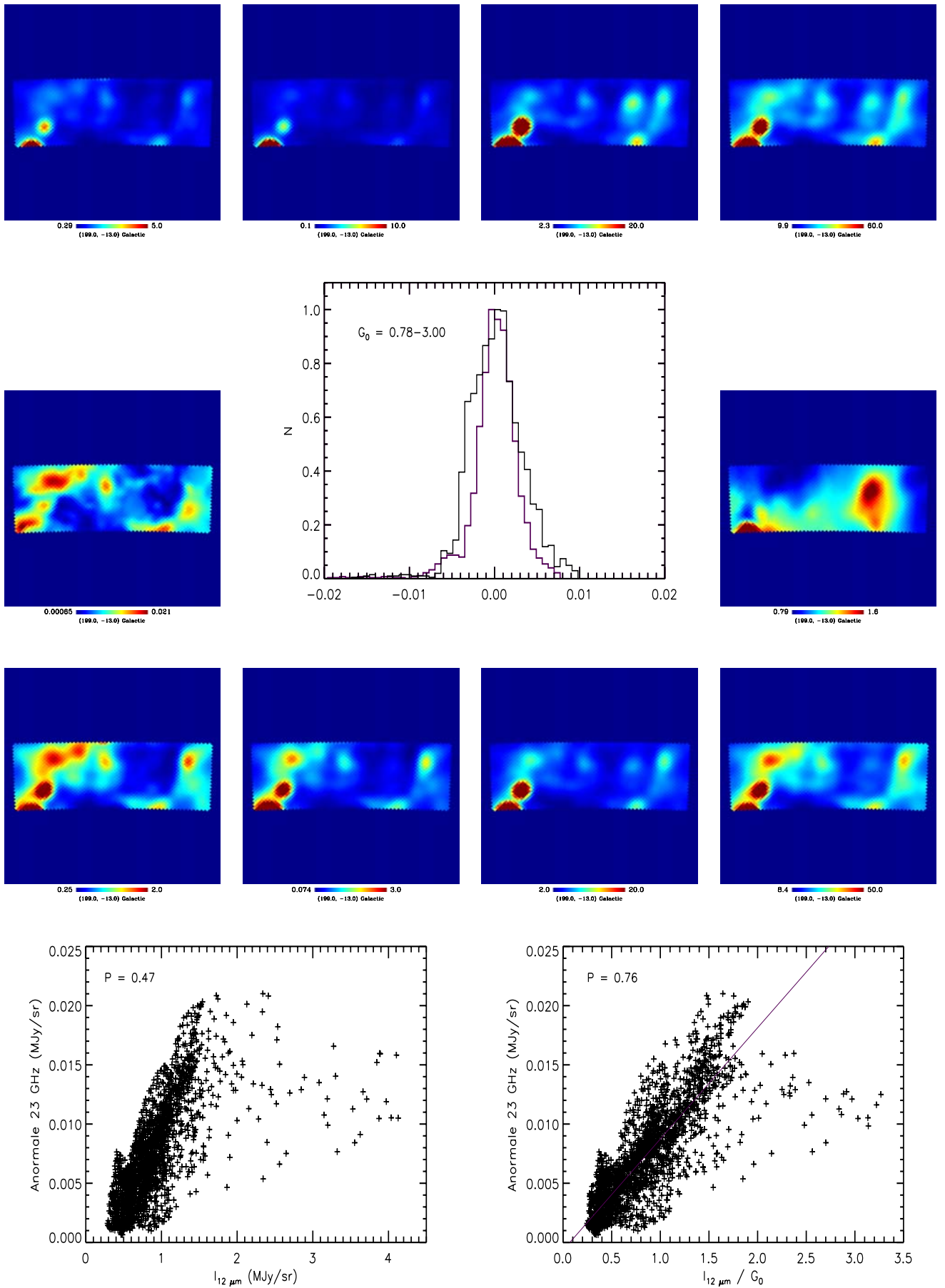


Figure 7.21 - Région 17 : (l = 199°, b = -13°).

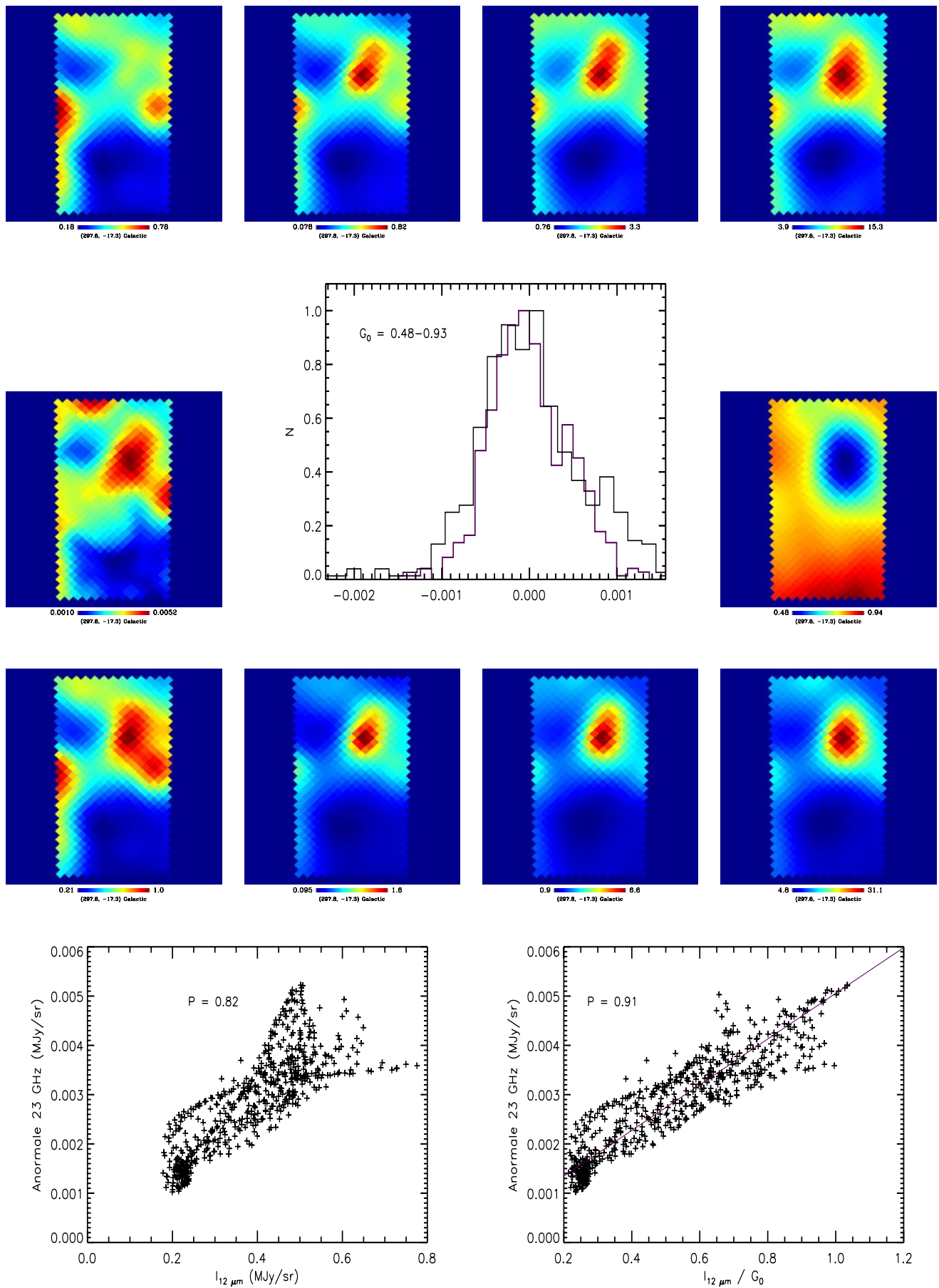


Figure 7.22 - Région 19 : ($l = 297.8^\circ$, $b = -17.3^\circ$).

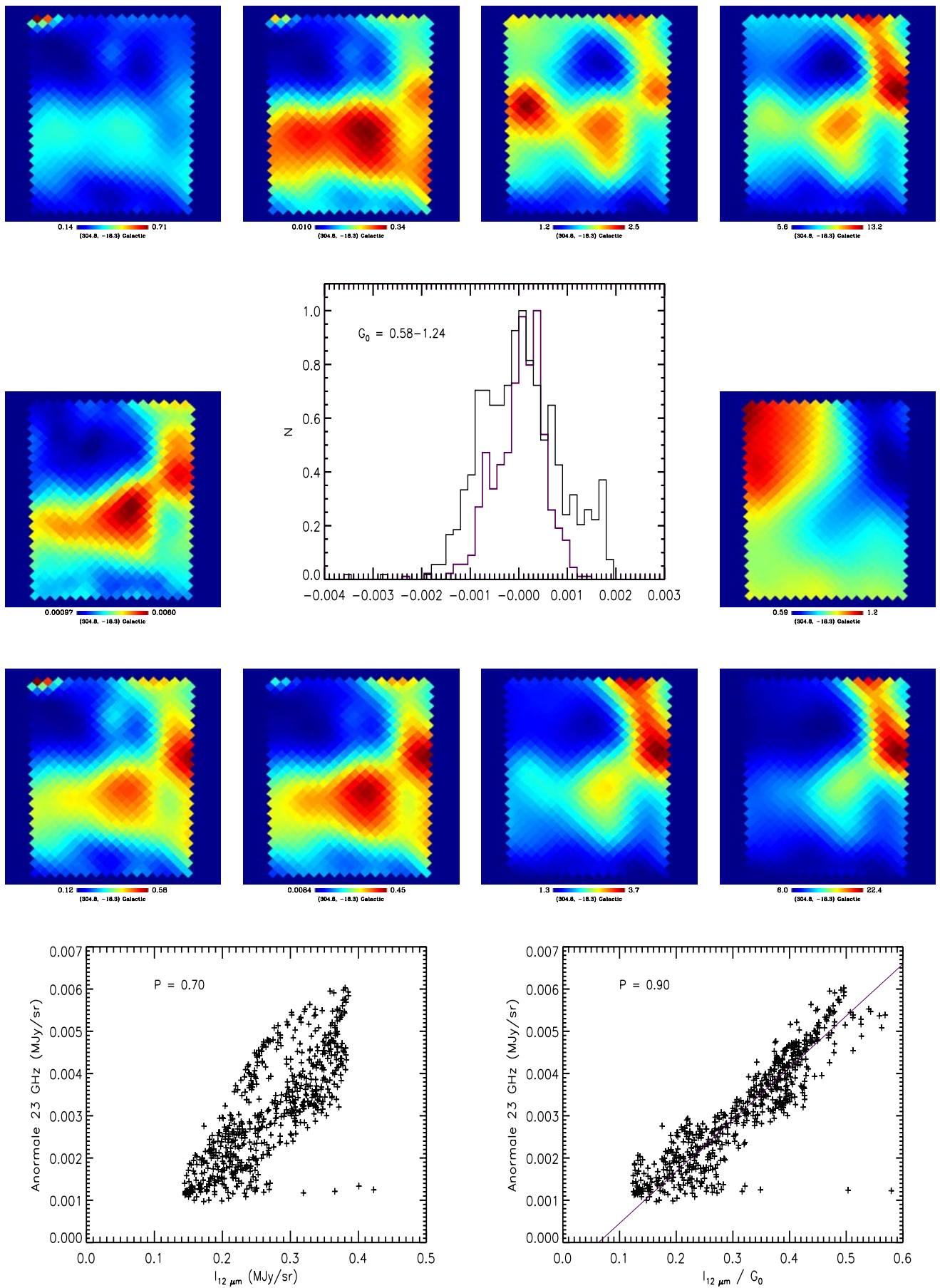


Figure 7.23 - Région 20 : ($l = 304.8^\circ$, $b = -18.3^\circ$).

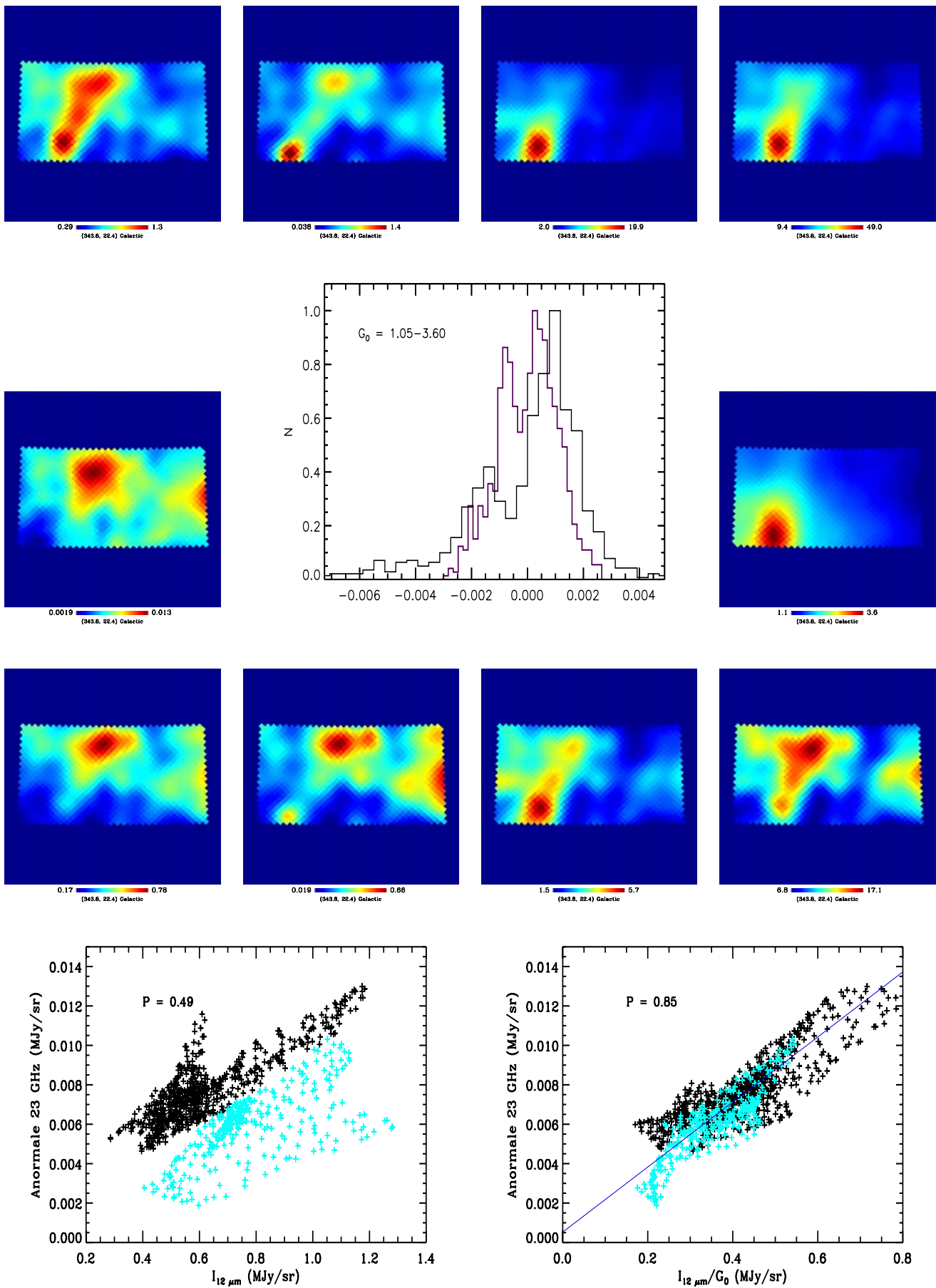


Figure 7.24 - Région 24 : ($l = 343.6^\circ$, $b = 22.4^\circ$).

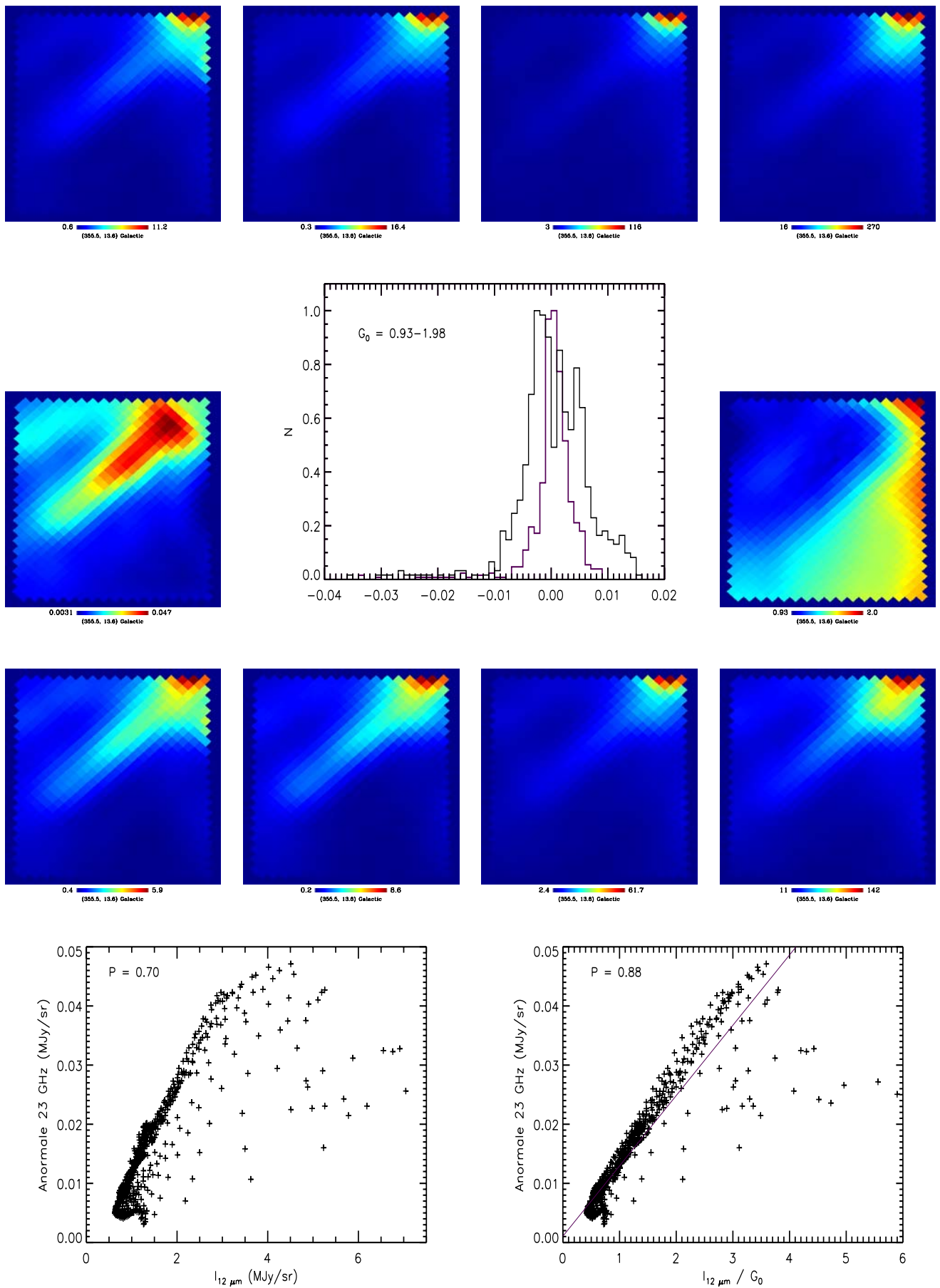


Figure 7.25 - Région 25 : ($l = 355.5^\circ, b = 13.6^\circ$).

7.4 Contraindre les PAH à partir de l'émission anormale

Le but de cette partie est de déduire la gamme de tailles et le moment dipolaire électrique des PAH interstellaires à partir des cartes d'émission anormale dans les 27 champs décrits précédemment. On estime au préalable la densité de colonne d'hydrogène et l'abondance du carbone dans les PAH pour chacun des champs.

7.4.1 Densité de colonne et abondance

♣ Densité de colonne N_H

A l'aide d'observations du satellite COPERNICUS⁶, Bohlin *et al.* (1978) ont estimé la densité de colonne totale de l'hydrogène en fonction de l'excès de couleur standard $E(B - V)$:

$$N_H = N_{HI} + N_{H_2} = 5.8 \times 10^{21} E(B - V) \text{ atome.cm}^{-2} \quad (7.9)$$

On mesure la densité de colonne dans nos 27 régions à partir des cartes d'excès de couleur de Schlegel *et al.* (1998). Il a été démontré que leur estimation de $E(B - V)$ surestime l'extinction dans les régions pour lesquelles $E(B - V) > 0.5$. Cette surestimation s'explique par le fait que Schlegel *et al.* (1998) assignent une unique température par ligne de visée lorsqu'ils convertissent l'extinction dans l'IR lointain en excès de couleur. Or des travaux montrent que certaines régions ont deux composantes : une "froide" et une "chaude" (Lagache *et al.* 1998). La froide peut contribuer de façon non négligeable à l'émissivité des grains dans l'IR lointain. La carte d'excès de couleur de Schlegel *et al.* (1998) reste cependant un estimateur relativement précis de la densité de colonne pour les régions diffuses ($E(B - V) \leq 0.5$). Quatre de nos 27 régions ont des excès de couleur légèrement supérieurs à 0.5 (régions 1, 4, 5 et 13), on estimera donc dans leur cas uniquement des limites supérieures pour N_H et inférieures pour le moment dipolaire électrique des grains (l'émissivité rotationnelle des PAH est proportionnelle à la densité de colonne et au moment dipolaire au carré). On obtient alors des densités de colonne comprises entre 6×10^{20} et $6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ pour les 27 champs considérés.

♣ Abondance $[C/H]$

Bernard *et al.* (1994) et Boulanger *et al.* (1996b) ont montré qu'il est possible d'utiliser la brillance dans la bande IRAS à $12 \mu\text{m}$ pour estimer l'émission totale des PAH entre 2 et $15 \mu\text{m}$:

$$I_{PAH} = 1.5 \times \nu I_\nu(12\mu\text{m}) \quad (7.10)$$

L'émissivité des PAH, \mathcal{E}_{PAH} , normalisée par l'intensité du champ de rayonnement G_0 s'exprime alors comme :

$$\mathcal{E}_{PAH} = \frac{1.5\nu I_\nu(12\mu\text{m})}{G_0 N_H} \quad (7.11)$$

En supposant que l'énergie absorbée par les PAH se retrouve intégralement dans leur émission IR⁷, on peut estimer leur abondance :

$$\left[\frac{C}{H} \right]_{PAH} = \frac{\mathcal{E}_{PAH}}{P_{abs}^{PAH}} \quad (7.12)$$

⁶Le satellite COPERNICUS, fruit d'une collaboration entre la NASA, le Science and Engineering Research Council et deux universités anglaises, a été lancé en août 1972 et opérationnel jusqu'en février 1981. Il a fourni des spectres d'étoiles, de galaxies et de planètes dans les domaines UV et X.

⁷Les autres voies de relaxation de l'énergie absorbée par les PAH (effet photoélectrique, photodissociation...) ont une contribution de quelques pourcents.

où P_{abs}^{PAH} est la puissance absorbée par atome de carbone pour la distribution de tailles considérées. Dans le cadre du modèle décrit au chapitre 3, avec une distribution de tailles telle que $n(a) \propto a^{-3.5}$, $P_{abs}^{PAH} = 3 \times 10^{-27}$ W/C pour $G_0 = 1$. On obtient alors des abondances comprises entre 2.8×10^{-5} et 4.6×10^{-5} pour les 27 champs considérés.

7.4.2 Contrainte sur la taille et le moment dipolaire des PAH

D'après notre modèle de rotation, nous savons que la position du maximum du spectre rotationnel dépend de la taille minimale des PAH, N_{min} , et de leur moment dipolaire électrique au carré, μ^2 . Plus N_{min} est petit et plus le spectre pique à haute fréquence ; inversement, plus on augmente μ et plus il se décale vers les basses fréquences. Dans la suite, la distribution de tailles sera toujours de type MRN avec : $n(a) \propto a^{-3.5}$. La taille maximale des PAH est quant à elle fixée à $N_C = 216$.

Pour ajuster les spectres des 27 régions sélectionnées, nous fixons la densité de colonne et l'abondance aux valeurs déterminées dans le paragraphe précédent. Nous laissons deux paramètres libres : la taille du plus petit PAH, N_{min} , et la constante m ($\mu_i = m \sqrt{N_{at}}$). On suppose à priori que les champs observés sont composés d'un mélange de deux phases : le CNM et le WNM. Les spectres résultants de ces ajustements pour les régions 1, 5, 6, 15, 17, 20, 24 et 15 sont visibles sur la Fig. 7.27. Les résultats pour les 27 champs sont résumés dans l'Annexe 7.5. Il est possible d'ajuster les spectres des 27 régions avec notre modèle en utilisant les paramètres suivant :

- la constante m est comprise entre 0.3 et 1.1 D ; $m = 0.3$ D pour 7 champs et 0.4 D pour 17 champs ; 3 régions ont des valeurs de m supérieures avec $m = 0.5, 0.6$ et 1.1 D
- pour la composante CNM, la taille minimale requise est inférieure à 100 atomes de carbone ; la taille médiane est $N_{min} = 24$ et la moyenne $\langle N_{min} \rangle = 30$
- pour la composante WNM, $50 \leq N_{min} \leq 100$; la taille médiane est $N_{min} = 54$ et $\langle N_{min} \rangle = 55$

Cependant, la validité des ajustements peut encore être questionnée à ce stade. En effet, la couverture spectrale des bandes WMAP n'est pas assez large pour contraindre le maximum et la partie basse fréquence des spectres d'émission anormale. De plus, dans le cas de neuf régions (3, 4, 6, 7, 8, 9, 19, 20, 22), la bande V à 61 GHz n'a pas pu être utilisée. On rappelle que les critères d'exclusion pour cette bande sont les suivants : soit la corrélation avec l'émission IR divisée par G_0 est très mauvaise, soit des intensités négatives ont été assignées à des pixels du champ à cette fréquence. Dans les deux cas, on considère que la soustraction n'est pas satisfaisante dans cette bande et on la retranche de notre étude. Deux spectres illustrent cela dans la Fig. 7.27. Il faut donc trouver un moyen de confirmer les résultats obtenus.

La pertinence des ajustements peut être testée à partir des droites de corrélation entre l'émission IR à $12 \mu\text{m}/G_0$ et l'émission anormale à 23 GHz. En effet, on peut établir une relation entre les ajustements et la pente de ces droites. L'ajustement de l'émission IR s'exprime comme :

$$\frac{F_\nu}{G_0} = N_H \left[\frac{C}{H} \right]_{PAH} \times f(N_{min}, \lambda = 12 \mu\text{m}) \quad (7.13)$$

La fonction f est une constante qui dépend de la distribution de tailles des PAH, de la fréquence λ , de la section efficace d'absorption des PAH et de la probabilité qu'un photon d'énergie hc/λ soit émis. On a choisi pour effectuer ce calcul la distribution de taille de Mathis *et al.* (1977) et les propriétés optiques des PAH cations définis au chapitre 3. On pose $N_{min} = 18$ qui est la valeur utile pour reproduire le spectre IR du milieu diffus et d'une PDR (Fig. 3.10). Si on suppose que l'émission anormale observée à 23 GHz est due à des PAH en rotation, on peut alors l'exprimer

comme :

$$P_v = N_H \left[\frac{C}{H} \right]_{PAH} \times [\alpha_1 CNM(N_{min}^1, m) + \alpha_2 WNM(N_{min}^2, m)] \quad (7.14)$$

Les fonctions CNM et WNM sont des constantes qui dépendent de la distribution de taille des PAH, de leur distribution de moment angulaire et du taux de transitions purement rotationnelles. Les constantes (N_{min}^1, α_1) et (N_{min}^2, α_2) sont les tailles minimales et les contributions des composantes CNM et WNM respectivement, telles que déduites de l'ajustement des spectres décrit précédemment.

La pertinence de nos ajustements peut être vérifiée en combinant les équations 7.13 et 7.14 dont le rapport doit être égal à la pente des droites de corrélation :

$$\frac{P_v}{F_v/G_0} = \frac{\alpha_1 CNM + \alpha_2 WNM}{f} = \text{pente de corrélation} \quad (7.15)$$

L'équation des droites de corrélation entre l'émission IR divisée par G_0 et l'émission anormale est estimée avec la fonction `fitexy` (Press *et al.* 1992) : $K = a \times 12 \mu\text{m}/G_0 + b$. La fonction à minimiser est :

$$\chi^2(a, b) = \sum_{i=1}^N \frac{(K(i) - a_b \times 12 \mu\text{m}/G_0)^2}{\sigma_K^2 + b^2 \sigma_{12/G_0}^2} \quad (7.16)$$

Cette fonction prend en compte l'erreur sur les abscisses et les ordonnées dans la recherche de a et de b . La méthode utilisée pour la minimisation est décrite dans le livre *Numerical Recipes in Fortran : the art of computing* (Press *et al.* 1992). L'intérêt de se servir de `fitexy` est le suivant : si on inverse les abscisses et les ordonnées, la pente est alors inversée⁸. Il n'y a en effet aucune raison pour que la façon de présenter les données influe sur le résultat. On constate sur la Fig. 7.26 que l'égalité 7.15 est bien vérifiée pour la majorité des champs. Cela confirme donc les paramètres physiques obtenus grâce aux ajustements. Le rapport des modèles d'émission IR et d'émission rotationnelle s'éloigne significativement de la pente de corrélation pour un seul champ. C'est la région 3 : il semble que dans ce cas, les bandes K , Ka et Q seules ne permettent pas un ajustement satisfaisant de (m, N_{min}) .

7.5 Discussion

L'étude effectuée avec les données WMAP et les régions G159.6-18.5 et [LPH96]201.663+1.643 montre que l'émission anormale est bien expliquée avec l'émission rotationnelle des PAH interstellaires tant au niveau de la distribution spectrale que de la corrélation spatiale avec l'émission rovibrationnelle. Les tailles requises pour reproduire l'émission anormale sont supérieures à celles requises pour reproduire l'émission IR (en particulier la bande à $3.3 \mu\text{m}$). Or nous avons pu constater qu'il est également possible d'ajuster le spectre de l'anneau G159.6-18.5 avec une distribution de tailles bimodale. Cette solution fait appel à deux composantes de grains, la première avec des moments dipolaires faibles et la seconde avec des moments dipolaires plus importants. La première composante pique vers 20-30 atomes de carbone et la seconde vers $N_C = 50-60$. Ces résultats sont en accord avec les résultats théoriques de Le Page *et al.* (2003) qui montrent la bimodalité de la distribution de tailles en se basant sur des critères de stabilité des molécules. Cette question pourra

⁸Par exemple, les fonctions `linfit` et `robust-linefit` de IDL et *astron* donnent par exemple des différences de 20 à 40 % sur la pente.

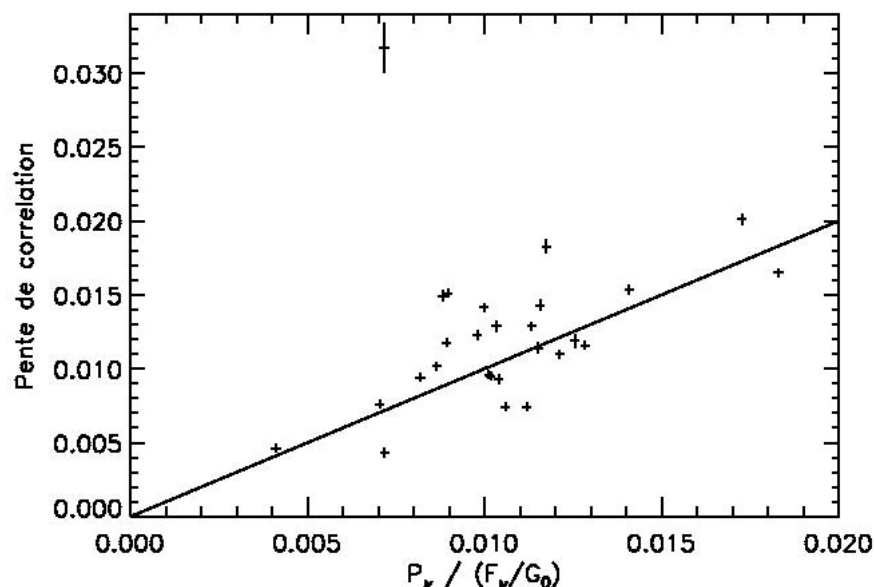


Figure 7.26 - Pente de la droite de corrélation entre l'émission IR divisée par G_0 et l'émission anormale à 23 GHz en fonction du rapport défini par l'Eq. 7.15 pour les 27 champs sélectionnés. Les erreurs sur les pentes de corrélation ont été obtenues par la méthode du bootstrap. La droite matérialise la relation idéale : pente = rapport des modèles.

être abordée à l'aide des données Planck. En effet, l'émission des gros grains qui domine à 100 GHz est polarisée. Cela indique que ces grains sont alignés sur le champ magnétique local (Benoît *et al.* 2004). En revanche, les PAH, à cause des fluctuations de température qu'ils subissent, sont peu alignés, ce qu'indique également le faible taux de polarisation observé dans l'UV où les PAH dominent l'extinction (Cecchi-Pestellini *et al.* 2008; Martin 2007; Lazarian et Draine 2000; Joblin *et al.* 1992). La mesure du taux de polarisation dans les bandes de HFI permettra donc de rechercher l'émission rotationnelle des petits PAH dont l'existence est une question importante pour l'étude du milieu interstellaire.

Par ailleurs, l'étude menée à partir des cartes d'émission anormale extraites des données WMAP (Miville-Deschênes *et al.* 2008) a également apporté des informations. Tout d'abord, on a pu constater que l'émission anormale est corrélée avec l'émission IR des poussières. Cette corrélation est sensiblement meilleure avec la bande à $12\ \mu\text{m}$ sur tout le ciel et possède le comportement attendu : l'émission anormale est indépendante de l'intensité du champ de rayonnement G_0 . Ce résultat est confirmé à plus petite échelle. On a également montré sur quelques régions que la corrélation de l'émission anormale est meilleure avec l'émission à $12\ \mu\text{m}$, caractéristique des PAH, qu'avec celle à $100\ \mu\text{m}$, caractéristique des gros grains. Les spectres d'émission anormale des 27 champs que nous avons sélectionnés sont très bien reproduits par des spectres d'émission rotationnelles avec des PAH ayant des tailles et une abondance en accord avec l'émission IR. Ces résultats suggèrent que l'émission anormale est due aux PAH. Cela reste à confirmer à l'aide d'observations à plus haute résolution spatiale.

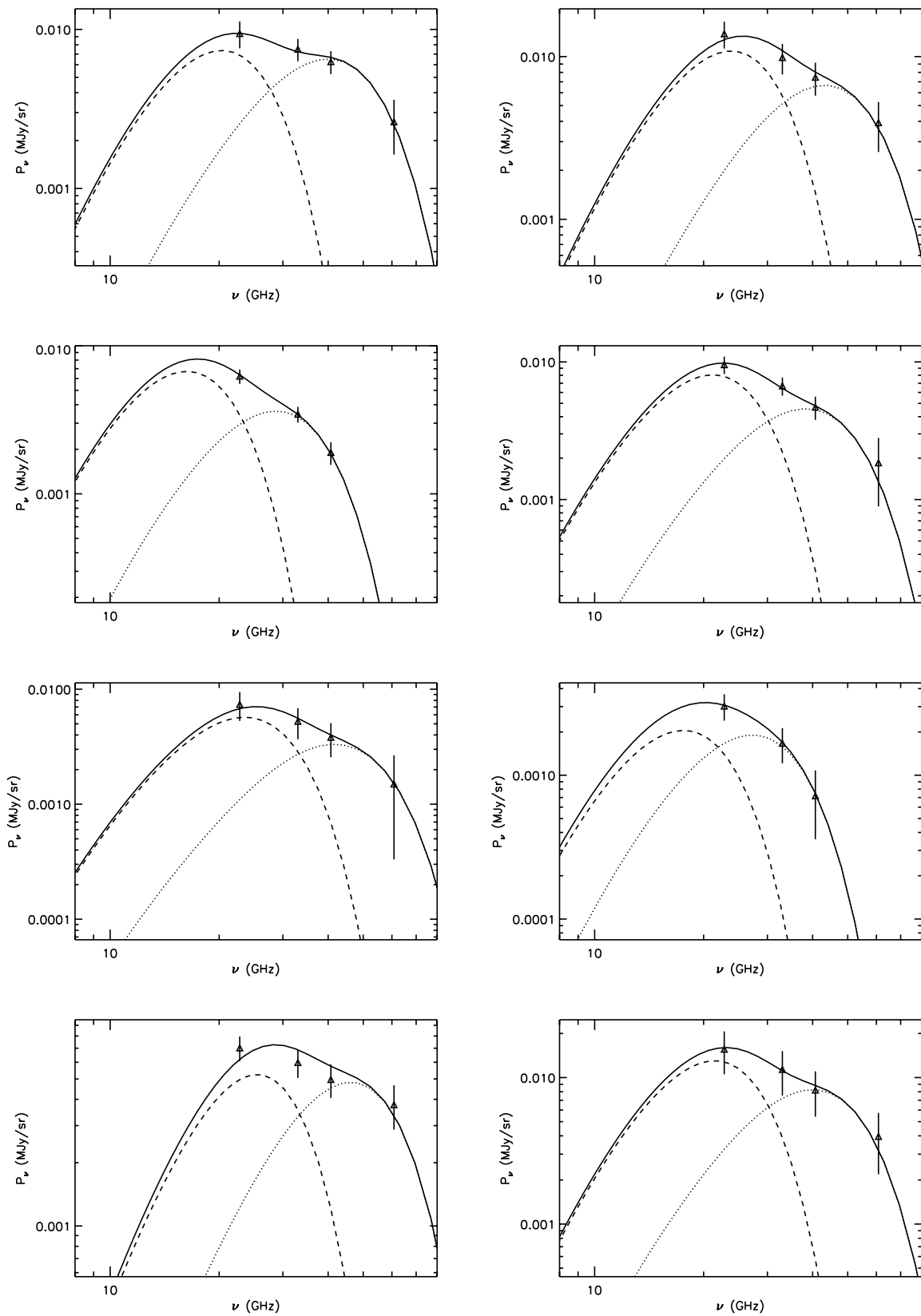


Figure 7.27 - Spectres d'émission anormale pour les champs 1, 5, 6, 15, 17, 20, 24 et 25. Les barres sont l'écart-type pour les pixels des régions sélectionnées. La composante CNM est représentée par la courbe en pointillés et la composante WNM par les tirets.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

♣ Conclusions

L'objectif de ma thèse était de modéliser l'émission à grande longueur d'onde des PAH interstellaires dans le but de mieux contraindre leurs propriétés et de préparer l'analyse des données Planck et Herschel. Cette modélisation a ensuite pu être confrontée aux observations disponibles. Dans le contexte de la préparation scientifique à la mission Planck, les résultats obtenus permettront d'analyser les observations faites par les instruments LFI (*Low Frequency Instrument*) et HFI (*High Frequency Instrument*) et contribueront au développement d'un modèle physique de séparation des composantes, nécessaire à l'étude du fond diffus cosmologique.

La première partie du travail de modélisation effectué au cours de ma thèse concerne l'émission rovibrationnelle des PAH, de l'IR proche jusqu'au domaine centimétrique. Nous avons adopté une section efficace déduite des observations ISO et Spitzer pour $\lambda \leq 20 \mu\text{m}$. A plus grande longueur d'onde, trois modes vibrationnels ont été ajoutés à partir des résultats théoriques de Mallocci *et al.* (2007). Ce modèle permet de reproduire de façon satisfaisante le spectre d'émission d'un cirrus Galactique (le Caméléon) et de la Barre d'Orion à l'aide d'un mélange de PAH neutres et ionisés. Nous avons pu montrer que si l'émissivité est dominée par l'IR moyen d'un point de vue énergétique, la majorité des photons sont émis lorsque les PAH sont à faible énergie interne. Ces photons peu énergétiques sont souvent négligés quand on modélise l'émission IR mais ils sont importants quand on étudie l'émission à grande longueur d'onde des PAH (rovibration et rotation). Nous montrons qu'elle pourrait avoir une contribution non négligeable dans l'IR lointain, comparativement à celle des gros grains et ainsi participer à la variation de l'indice spectral β pour $\nu \leq 500 \text{ GHz}$.

Dans un deuxième temps, le spectre rotationnel des PAH a été modélisé. Nous avons utilisé des propriétés moléculaires réalistes et traité les interactions des PAH avec les atomes et les ions du gaz interstellaire. L'excitation et le freinage de la rotation par les photons émis ont également été inclus. L'émission rotationnelle en bande large a été estimée pour une large gamme de conditions astrophysiques (G_0 , n_H) et de propriétés des grains (distribution de tailles et de moment dipolaire, section efficace, abondance). Nous avons ainsi pu montrer que l'émission de photons rotationnels et rovibrationnels est le processus dominant le freinage de la rotation, quelle que soit la taille du PAH considéré et le milieu dans lequel il se trouve. L'indépendance du spectre d'émission rotationnelle par rapport à G_0 et n_H a également été mise en évidence (pour $G_0 \leq 10$ et $n_H \leq 30 \text{ cm}^{-3}$). Ces résultats apportent des contraintes observationnelles fortes qui ont été exploitées au cours de ma thèse.

Dans un troisième temps, nous avons confronté les résultats de cette modélisation aux observations disponibles. La première étape a été d'extraire l'émission anormale des données WMAP. Ce travail a posé le problème de la séparation des composantes, une étape indispensable à l'extrac-

tion du fond diffus cosmologique à ces fréquences. A partir d'un modèle de champ magnétique et des données en intensité et en polarisation, nous avons pu mettre en évidence l'existence d'une composante anormale forte, non polarisée à 23 GHz. Pour la première fois, nous avons montré que l'émission anormale est bien corrélée avec l'émission IR des poussières et que cette corrélation est meilleure avec l'émission à $12\ \mu\text{m}$ caractéristique des PAH qu'avec l'émission à $100\ \mu\text{m}$ caractéristique des gros grains. Ces corrélations montrent également l'indépendance de l'émission anormale par rapport à l'intensité du champ de rayonnement G_0 , une des prédictions du modèle d'émission rotationnelle. Les caractéristiques des grains déduites de ces observations sont en accord avec celles déduites de l'IR (abondance, distribution de tailles). Ces résultats suggèrent fortement que l'émission anormale non polarisée trouve son origine dans la rotation des PAH interstellaires. Par ailleurs, l'étude effectuée sur la région moléculaire G159.6-18.5 dans Persée montre que son spectre d'émission anormale est bien reproduit avec notre modèle d'émission rotationnelle. Les tailles requises pour reproduire l'émission anormale sont supérieures à celles requises pour reproduire l'émission IR. Nous avons montré qu'il est également possible d'ajuster le spectre de cette région avec une distribution de tailles bimodale. La première composante est centrée sur des PAH avec 20-30 atomes de carbone ayant des moments dipolaires faibles ($\mu(D) \sim 0.1 \sqrt{N_{at}}$) et la seconde vers $N_C = 50-60$ avec des moments dipolaires plus élevés ($\mu(D) \sim 0.6 \sqrt{N_{at}}$). Ces résultats sont en accord avec les travaux théoriques de Le Page *et al.* (2003). La question de la bimodalité ne peut cependant être tranchée avec les données dont nous disposons actuellement.

♣ Perspectives

Les résultats de mon travail de thèse ouvrent un certain nombre de perspectives dans l'utilisation de l'émission anormale pour étudier les PAH interstellaires.

- L'analyse de l'émission anormale dans les bandes WMAP pourra être poursuivie. Le but de cette analyse sera de mener une comparaison systématique des données micro-onde avec les données IR dans des nuages interstellaires cibles dont les conditions physiques sont bien connues. La comparaison de l'émission anormale à l'émission HI et H α permettra de décrire de façon quantitative les variations de l'émission de rotation en fonction de la phase interstellaire considérée. Une combinaison des données WMAP avec des données à plus basses fréquences (COSMOSOMAS, VSA ou CBASS par exemple) permettra également de déterminer le spectre de rotation et d'en déduire des gammes de tailles, l'abondance et la distribution du moment dipolaire électrique des PAH.
- La connaissance du milieu interstellaire de notre Galaxie passe aussi par l'étude de celui de galaxies extérieures. Il serait très intéressant de savoir si l'on observe de l'émission anormale extragalactique. Le travail de C. Bot dans ce domaine est très prometteur (communication privée). Elle a pu reconstituer la distribution spectrale d'énergie (SED) du Petit Nuage de Magellan de 0.1 à 10^6 GHz. Cette SED présente un aplatissement entre 200 et 600 GHz qui ne peut être expliqué ni par un mélange de températures, ni par la physique des grains à basse température (Meny *et al.* 2007), ni par la fluctuation du fond diffus cosmologique. La présence de PAH en rotation dans un champ de rayonnement intense ou une densité de gaz élevée ou bien encore un moment dipolaire électrique important pourrait participer à l'aplatissement observé. Une modélisation de cette SED pourrait nous apporter beaucoup d'informations sur les PAH du Petit Nuage de Magellan.
- La bimodalité de la distribution de tailles des PAH, discutée au chapitre 7, pourra être testée à l'aide des données en polarisation des instruments LFI et HFI du satellite Planck. En effet, l'émission des gros grains qui domine à 100 GHz est polarisée. En revanche les PAH sont peu alignés sur le champ magnétique. Cela est indiqué par le faible taux de polarisation

observé dans l'UV où les PAH dominent l'extinction. La mesure du taux de polarisation dans les bandes HFI et LFI permettra donc de rechercher l'émission rotationnelle des petits PAH. Leur existence est une question importante pour la physique du milieu interstellaire (émission IR, chauffage du gaz).

- Pour interpréter les observations des satellites Planck et Herschel et suivre l'évolution des grains dans le milieu interstellaire, il est indispensable de disposer d'un outil de modélisation flexible et rapide de l'émission des grains dans une série de bandes photométriques de l'infrarouge jusqu'au domaine centimétrique. Un tel outil est en cours de développement (collaboration IAS, CESR, CITA) et s'appuie sur le modèle d'émission des grains DUSTEM qui est une version mise à jour du travail de Désert *et al.* (1990). Ce modèle vient d'être incorporé dans le code PDR du LUTH qui décrivait jusqu'à présent la physique et la chimie du gaz ainsi que le transfert de rayonnement. Le traitement de l'émission rovibrationnelle des PAH interstellaires à basse température et dans le cadre d'un modèle thermique est actuellement développé dans ce contexte (thèse M. Gonzalez, IAS-LUTH). Ce nouveau modèle PDR + DUSTEM est le contexte idéal puisqu'il permettra d'inclure de façon cohérente l'effet des collisions gaz-grains sur la rotation des PAH. Je compte donc travailler à l'incorporation de la physique de l'émission rotationnelle des PAH dans ce modèle afin de disposer d'un outil complet décrivant l'émission des PAH à grande longueur d'onde.
- Dans le chapitre 7, nous avons montré que l'émission anormale est bien corrélée avec l'émission IR des gros grains uniquement si elle est bien corrélée avec l'émission IR des PAH. Cependant, aussi prometteuse que soit cette étude, aucune conclusion ferme ne pourra être avancée tant que des données avec une meilleure résolution spatiale ne seront pas disponibles. L'idéal serait d'observer un nuage dense comme ceux décrits par Bernard *et al.* (1993). Ils montrent que le maximum d'émission des gros grains à 100 μm coïncide avec le maximum d'extinction au centre des nuages. Quant à l'émission à plus courte longueur d'onde, elle présente un minimum local au centre et des maxima sur les bords des nuages. Les plus petites particules sont donc présentes majoritairement dans un halo entourant les nuages. Il serait donc intéressant de voir si les variations d'abondance ainsi constatées dans l'IR se retrouvent dans le domaine micro-onde.
- Notre modèle de rotation donne accès à la température rotationnelle des PAH. Ce résultat pourrait être confronté aux largeurs des bandes diffuses observées dans le milieu interstellaire. Les bandes diffuses sont des transitions électroniques avec une sous-structure de raies rovibrationnelles de la molécule émettrice : leur largeur est donc liée à la rotation des PAH. On pourrait ainsi avoir une source d'information supplémentaire sur la taille des PAH interstellaires et un test de plus pour la validité de notre modèle.

A. Polarisation : le formalisme de Stokes

Etudier la polarisation de la lumière stellaire est une source d'information importante quand on étudie le milieu interstellaire : elle apporte des indications sur l'orientation et l'intensité du champ magnétique et sur la nature des grains (sont-ils capables de s'aligner sur \vec{B} ou non ?). Nous définissons dans cette annexe le formalisme de Stokes, qui est celui que nous utilisons à chaque fois que nous parlons de polarisation dans cette thèse. Ce formalisme a été introduit par Sir Georges Stokes en 1852.

La polarimétrie permet d'étudier la polarisation de la lumière, c'est-à-dire la direction du vecteur champ électrique \vec{E} , qui peut être influencée par différents processus physiques à l'œuvre dans le milieu interstellaire. Le formalisme de Stokes fait appel à quatre grandeurs : I , Q , U et V que nous décrivons ci-après. Soient \vec{l} et \vec{r} les vecteurs unitaires caractérisant l'espace dans lequel se déplace une onde plane et monochromatique, tels que $\vec{l} \wedge \vec{r}$ soit dans la direction de propagation de l'onde. En astrophysique, le vecteur \vec{l} est généralement dans le plan méridien du système de coordonnées équatoriales et dirigé vers le nord.

On considère le cas d'une onde polarisée elliptiquement. On peut exprimer le vecteur champ électrique \vec{E} , transverse, de la façon suivante :

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \text{Re}(E_l \vec{l} + E_r \vec{r}) \\ \text{avec } E_l &= E_l^0 \sin(\omega t - \epsilon_l) \\ \text{et } E_r &= E_r^0 \sin(\omega t - \epsilon_r)\end{aligned}$$

où ω est la fréquence de l'onde et E_l^0 , E_r^0 , ϵ_l et ϵ_r sont des constantes positives.

L'angle Φ défini dans la Fig. 28 est appelé " angle de polarisation " : c'est l'angle entre le vecteur unitaire \vec{l} et le grand axe de l'ellipse. L'angle β a pour tangente le rapport des deux axes de l'ellipse. On peut alors exprimer les paramètres de Stokes comme :

$$\begin{aligned}I &= (E_l^0)^2 + (E_r^0)^2 &= (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2} &\text{intensité totale de l'onde} \\ Q &= (E_l^0)^2 - (E_r^0)^2 &= I \cos(2\beta) \cos(2\Phi) &\text{composante polarisée linéairement} \\ U &= -2E_l^0 E_r^0 \cos(\epsilon_l - \epsilon_r) &= I \cos(2\beta) \sin(2\Phi) &\text{composante polarisée linéairement} \\ V &= 2E_l^0 E_r^0 \sin(\epsilon_l - \epsilon_r) &= I \sin(2\beta) &\text{composante polarisée circulairement}\end{aligned}\tag{17}$$

On définit le taux de polarisation linéaire P et l'angle de polarisation Φ comme :

$$P = \frac{(Q^2 + U^2)^{1/2}}{I}\tag{18}$$

$$\Phi = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right)\tag{19}$$

Le taux de polarisation est compris entre 0 et 1 suivant que l'onde est non polarisée ou totalement polarisée.

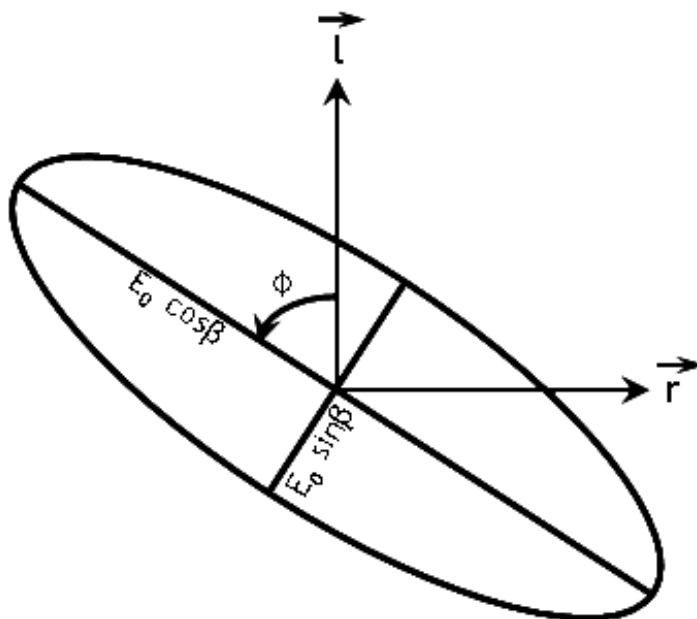


Figure 28 - Plan de référence pour une onde plane monochromatique. La direction de propagation de l'onde est perpendiculaire à la figure, dirigée vers le lecteur.

B. Le logiciel CLOUDY

Les simulations numériques permettent de comprendre des environnements physiques complexes en partant d'un certain nombre de principes de base. Le logiciel CLOUDY a été conçu dans ce but. Il permet de définir les conditions physiques d'un nuage (gaz + poussières), exposé ou non à un champ de rayonnement externe et prédit le spectre qui en résulte. Cela rend possible de comprendre de nombreuses observables simplement en spécifiant les propriétés d'un nuage et le champ de rayonnement incident. Un des intérêts de l'utilisation de ce logiciel est qu'il permet de modéliser aussi bien la partie ionisée que la partie neutre du milieu interstellaire.

Les entrées nécessaires à CLOUDY pour fonctionner sont :

- la couleur et l'intensité du champ de rayonnement incident
- l'épaisseur du nuage
- la composition du gaz et la présence ou l'absence de grains
- la densité d'hydrogène $n_H = n(H^0) + n(H^+) + 2n(H_2)$

La géométrie est sphérique par défaut mais des modèles plans-parallèles ou cylindriques sont réalisables. Par ailleurs, on peut donner un taux de remplissage $f(r)$ du nuage et ainsi préciser s'il est homogène ou non. Le nuage est alors divisé en différentes "zones", choisies de manière à ce que les conditions physiques à l'intérieur d'une même zone soit relativement constantes. Le taux d'ionisation est déterminé en équilibrant les processus d'ionisation (par les photons, les collisions, le transfert de charge...) et les processus de recombinaison (radiative, à trois corps, par transfert de charge...). L'hypothèse est faite que les électrons libres ont une distribution de vitesse Maxwellienne avec une température cinétique résultant de l'équilibre entre les processus de chauffage et les processus de refroidissement (voir §1.4 et 1.6). Une fois données toutes ces hypothèses et ces entrées, le code peut déterminer la température, l'ionisation, l'état chimique du nuage, et le spectre résultant qui peut inclure des milliers de raies atomiques et moléculaires. Si une population de grains a été incluse, on obtient également leur spectre d'émission et la courbe d'extinction du nuage. Lorsqu'on décide d'inclure des grains, on peut choisir leur distribution de tailles, leur abondance et leur composition. Une commande permet de déléter automatiquement dans le gaz les éléments présents dans grains (par rapport aux abondances solaires). Le code suppose par ailleurs que l'abondance des PAH varie avec le rapport $n(H^0)/n_H$. En effet, les PAH semblent être présents principalement à l'interface entre les régions HII et les nuages moléculaires : ils sont détruits par les photons ionisants et les collisions avec H^+ dans les premières et disparaissent en coagulant sur les gros grains dans les seconds (Sellgren *et al.* 1990).

HAZY est le nom de la documentation permettant de comprendre le fonctionnement de CLOUDY et est téléchargeable à l'adresse suivante : <http://viewvc.nublado.org/index.cgi/tags/release/c08.00/docs/?root=cloudy>. La partie I donne toutes les commandes disponibles ; la partie II décrit la physique utilisée dans les simulations ; et la partie III décrit toutes les sorties du code et leur format.

Quand nous utilisons CLOUDY pour déterminer les paramètres physiques du gaz en fonction de l'intensité du champ de rayonnement G_0 ou de la densité n_H , on utilise les différentes populations de grains définies par Weingartner et Draine (2001). Les gros et les très petits grains sont inclus sous forme de deux populations séparées : une de composition graphitique et l'autre silicatée. La distribution de tailles est de type MRN (Mathis *et al.* 1977) avec $50 \text{ \AA} \leq a \leq 0.25 \text{ }\mu\text{m}$. Une population de PAH interstellaires est également incluse avec $3.5 \text{ \AA} \leq a \leq 50 \text{ \AA}$. La distribution de tailles est dans ce cas de type "log-normale" (voir Eq. 5.56). Les abondances des éléments sont données dans le Tab. 2. Ce modèle de grains permet de reproduire de façon satisfaisante la courbe d'extinction et le spectre d'émission du milieu diffus Galactique (Fig. 29).

Tableau 2 - Abondances des éléments du modèle de grains que nous utilisons avec le logiciel CLOUDY (Weingartner et Draine 2001).

Eléments	Abondances
He	0.1
C	1.3×10^{-4}
N	7.5×10^{-5}
O	3.2×10^{-4}
S	1.8×10^{-6}
Si	1.7×10^{-6}
Mg	1.1×10^{-6}
Fe	1.7×10^{-7}

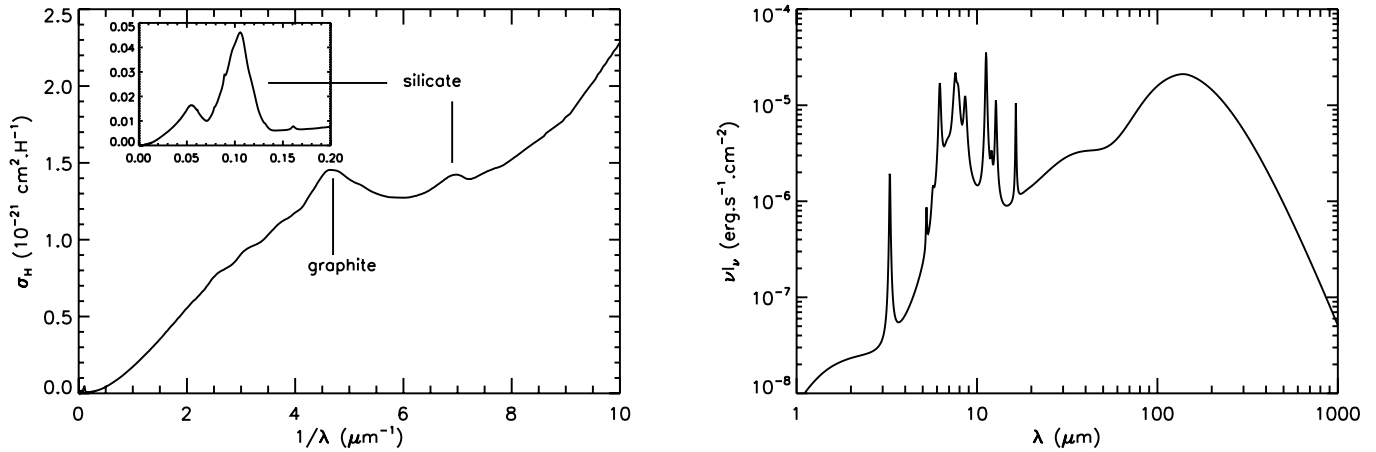


Figure 29 - A gauche : courbe d'extinction pour le milieu diffus obtenue avec le logiciel CLOUDY. A droite : spectre d'émission IR pour le milieu IR. Ce spectre comprend les contributions des PAH interstellaires, des VSG et des BG carbonés et silicatés.

C. Le magnétisme des matériaux

D'après du Trémolet de Lacheisserie (1999).

C.1 Le paramagnétisme

Un matériau *paramagnétique* contient des atomes magnétiques (sous-couche électronique incomplète) dont le moment dipolaire magnétique peut s'orienter dans toutes les directions (la distance entre les atomes est suffisamment grande pour qu'ils n'interagissent pas) : l'aimantation totale du matériau est donc nulle. Si on applique un champ magnétique, les moments magnétiques ont tendance à s'aligner avec ce dernier. C'est ce qui se passe à température nulle. En revanche, si la température augmente, l'agitation thermique s'oppose à cet effet : l'alignement des moments magnétiques n'est alors que partiel et la susceptibilité du matériau reste faible. En augmentant la température, elle décroît, en accord avec la loi de Curie : $\chi = \mathcal{C}/T$ où \mathcal{C} est une constante. On appelle matériaux paramagnétiques seulement ceux qui ont une aimantation non nulle jusqu'à très faible température. Il existe un autre paramagnétisme que celui de Curie, le paramagnétisme de Pauli, qui est dû aux électrons de conduction dans les métaux. Leur susceptibilité est peu sensible à la température et plus faible que celle du paramagnétisme de Curie.

C.2 Le ferromagnétisme

On appelle *ferromagnétique* tout matériau dont les moments magnétiques sont alignés parallèlement les uns aux autres et spontanément à l'intérieur d'un même domaine de Weiss⁹, c'est-à-dire même en l'absence de champ magnétique extérieur. Cela est dû au fait que les moments magnétiques ne sont pas libres mais interagissent entre eux. A haute température, l'agitation thermique finit par l'emporter et on observe un comportement paramagnétique. Lorsqu'on applique un champ magnétique extérieur à un matériau ferromagnétique, la taille des domaines croît avec l'intensité de ce dernier. Le Fer, neuvième élément en terme d'abondance dans l'Univers, est un matériau ferromagnétique (voir Fig. 30).

C.3 L'antiferromagnétisme

Les matériaux *antiferromagnétiques* ont des moments magnétiques qui peuvent être divisés en deux sous-réseaux, en-deçà d'une température T_N , dont les aimantations sont égales et opposées : l'aimantation totale est donc nulle (voir Fig. 31). De manière générale, on appelle antiferromagnétique tous les matériaux qui sont magnétiquement ordonnés mais dont l'aimantation résultante est nulle. En-dessous de T_N , l'aimantation varie faiblement et linéairement quand on

⁹Les domaines de Weiss sont les plus petits domaines microscopiques continus d'un matériau ferromagnétique contenant une aimantation homogène, c'est à dire pour laquelle tous les spins sont orientés dans une direction donnée (avec des sens parallèles ou antiparallèles).

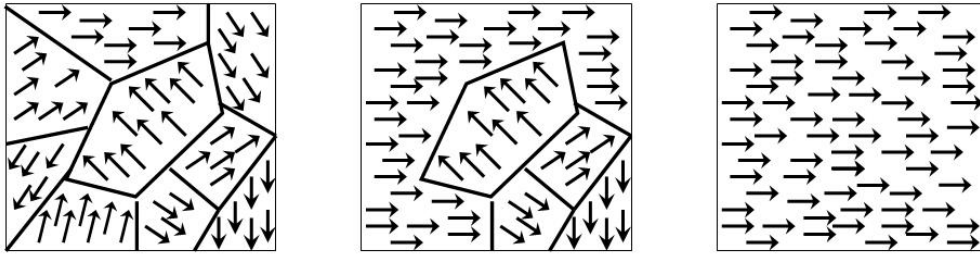


Figure 30 - Evolution des domaines de Weiss dans un matériau ferromagnétique soumis à l'action d'un champ magnétique extérieur d'intensité croissante (de gauche à droite).

applique un champ magnétique. Quand on augmente ce champ au-delà d'un certain seuil, on observe un retournement brutal de l'aimantation d'un des deux sous-réseaux, initialement opposé au champ, qui s'oriente parallèlement à ce dernier. Au-dessus de T_N , le composé est paramagnétique.

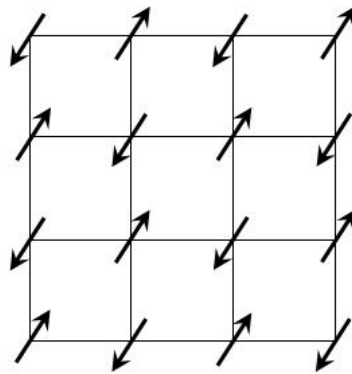


Figure 31 - Exemple d'un réseau carré où les moments magnétiques des premiers voisins sont antiparallèles et ceux des seconds voisins parallèles.

C.4 Le superparamagnétisme

Les matériaux ferromagnétiques ou antiferromagnétiques de très petite dimension peuvent se comporter comme un moment magnétique géant (ou "macrospin") au-delà d'une température dite température de blocage. La température de blocage varie avec l'échelle de temps de la mesure et du volume de la particule considérée car c'est un phénomène de relaxation qui fait passer le matériau de l'état bloqué à l'état *superparamagnétique*. Le superparamagnétisme caractérise donc le comportement d'un ensemble de ferromagnétiques monodomaines au-delà de la température de blocage.

C.5 Le ferrimagnétisme

On appelle *ferrimagnétiques* les matériaux ferromagnétiques dans laquelle les différents sous-réseaux ne se compensent pas exactement. Cela peut-être dû à un nombre d'atomes différents dans les sous-réseaux ou à la présence d'hétéroatomes. Ces matériaux ont donc une aimantation spontanée.

D. HEALPix

HEALPix est un acronyme pour “Hierarchical Equal Area isoLatitude Pixelization” sur la sphère. Comme son nom l’indique cela signifie que la surface sphérique observée (le ciel pour nous) est divisée en un certain nombre de pixels N_{pix} qui ont tous la même aire. Les centres des pixels sont situés sur un nombre fini d’anneaux de latitude constante, le nombre de ces anneaux dépendant de la résolution choisie pour la grille HEALPix. La Fig. 32 illustre cela. HEALPix a été créé en 1997 par Krzysztof M. Górski (Jet Propulsion Laboratory) et Eric Hivon (Institut d’Astrophysique de Paris) dans le but de répondre au besoin créé par les missions satellites produisant des cartes de tout le ciel dans le domaine micro-onde (missions ayant pour but de mesurer le fond diffus cosmologique). L’analyse de ces données nécessitait une structure mathématique supportant la discrétisation des fonctions sur la sphère à haute résolution et permettant une analyse statistique et astrophysique rapide d’un grand nombre de données. Par exemple, le fait que les centres des pixels soit sur des lignes de même latitude est essentiel pour toutes les analyses impliquant des harmoniques sphériques : le temps de calcul est proportionnel à $\sqrt{N_{pix}}$ alors que une distribution des pixels qui ne respecte pas l’isolatitude, il est proportionnelle à N_{pix} . Une librairie d’algorithmes à usage astrophysique et des logiciels de visualisation des cartes sont disponibles sur le site <http://healpix.jpl.nasa.gov/>.

Trois relations utiles pour travailler avec HEALPix (Górski *et al.* 2005) :

- on appelle résolution la quantité N_{side} qui est liée aux nombres de pixels par : $N_{pix} = 12N_{side}^2$
- le nombre d’anneaux d’isolatitude est $N_{ring} = 4N_{side} - 1$
- la taille angulaire d’un pixel est $\theta_{pix} = \sqrt{\frac{3}{\pi}} \times \frac{3600'}{N_{side}}$

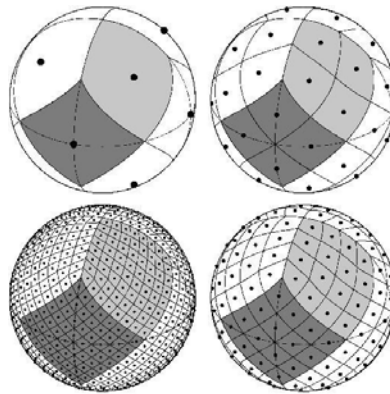


Figure 32 - Vue orthographique de la division HEALPix des pixels sur la sphère. Différentes résolutions sont illustrées ici : $N_{side} = 1, 2, 4, 8$ qui correspondent à $N_{pix} = 12, 48, 192, 768$. Les centres des pixels sont situés sur $4N_{side} - 1$ anneaux de latitude constante.

E. Résumé des résultats du chapitre 7

Les Tab. 3, 4, 5 et 6 donnent les positions et le résumé des résultats pour les 27 champs sélectionnés pour mener notre étude (voir §7.3.4). Les quantités l et b sont les coordonnées Galactiques des régions (longitude et latitude respectivement) ; G_0 est l'intensité du champ de rayonnement ; N_H est la densité de colonne d'hydrogène ; $[C/H]$ est l'abondance du carbone piégé dans les PAH ; N_{min} est la taille minimale de la distribution de tailles de PAH nécessaire pour ajuster le spectre d'émission anormale avec notre modèle de rotation (donnée pour la composante CNM et la composante WNM) ; m est la constante définie dans l'Eq. 5.6 du moment dipolaire électrique ; α_1 et α_2 sont les fractions de la densité de colonne de PAH ($N_H \times [C/H]$) qu'on place dans le CNM et le WNM respectivement ; $P(x, y)$ est le coefficient de corrélation de Pearson entre les vecteurs x et y qu'on définit comme suit :

$$P(x, y) = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle) (y_i - \langle y \rangle)}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (x_i - \langle x \rangle)^2} \sqrt{\sum_{i=1}^N (y_i - \langle y \rangle)^2}} \quad (20)$$

Les barres d'erreur données pour la densité de colonne d'hydrogène et l'abondance des PAH sont les écarts-types des mesures sur les pixels sélectionnés.

Tableau 3 - Caractéristiques et résumé des résultats pour les champs 1 à 8.

	Région 1	Région 2	Région 3	Région 4	Région 5	Région 6	Région 7	Région 8
l	(2.5, 11.3)	(12.7, 18)	(27, 31.5)	(27, 35)	(91, 98.5)	(102.5, 110)	(115, 122.3)	(115.5, 125)
b	(14.8, 25)	(6.9, 12.5)	(21.1, 24.2)	(14.3, 20)	(4.5, 10)	(14.8, 19.5)	(23.8, 28)	(11.3, 16.5)
G_0	0.77-1.67	0.76-1.39	0.93-1.19	0.81-1.42	0.59-1.15	0.58-0.88	0.57-0.83	0.60-0.82
N_H (cm ⁻²)	3.3×10^{21} $\pm 0.4 \times 10^{21}$	5.0×10^{21} $\pm 0.6 \times 10^{21}$	7.6×10^{20} $\pm 0.5 \times 10^{20}$	1.2×10^{21} $\pm 0.2 \times 10^{21}$	6.0×10^{21} $\pm 3.9 \times 10^{-5}$	3.4×10^{21} $\pm 0.4 \times 10^{21}$	1.0×10^{21} $\pm 0.2 \times 10^{21}$	2.2×10^{21} $\pm 0.3 \times 10^{21}$
$[C/H]$	4.6×10^{-5} $\pm 0.2 \times 10^{-5}$	3.0×10^{-5} $\pm 0.2 \times 10^{-5}$	3.7×10^{-5} $\pm 0.1 \times 10^{-5}$	3.3×10^{-5} $\pm 0.2 \times 10^{-5}$	3.9×10^{-5} $\pm 0.2 \times 10^{-5}$	4.0×10^{-5} $\pm 0.2 \times 10^{-5}$	2.9×10^{-5} $\pm 0.4 \times 10^{-5}$	3.7×10^{-5} $\pm 0.2 \times 10^{-5}$
N_{min} (CNM)	20	19	40	36	23	31	66	40
N_{min} (WNM)	56	40	63	56	52	66	54	96
m (D)	0.4	0.4	0.4	0.4	0.3	0.6	0.4	1.1
α_1	0.05	0.05	0.1	0.1	0.05	0.05	0.65	0.05
α_2	0.95	0.95	0.9	0.9	0.95	0.95	0.35	0.95
$P(\frac{12}{G_0}, \frac{25}{G_0})$	0.69	0.98	0.88	0.98	0.97	0.98	0.84	0.95
$P(\frac{12}{G_0}, \frac{60}{G_0})$	0.40	0.84	0.74	0.83	0.92	0.93	0.84	0.94
$P(\frac{12}{G_0}, \frac{100}{G_0})$	0.92	0.91	0.91	0.94	0.95	0.95	0.80	0.91
$P(12, K)$	0.54	0.77	0.57	0.79	0.83	0.71	0.65	0.71
$P(\frac{12}{G_0}, K)$	0.80	0.94	0.79	0.90	0.93	0.87	0.81	0.82
$P(25, K)$	0.23	0.80	0.82	0.81	0.78	0.69	0.33	0.81
$P(\frac{25}{G_0}, K)$	0.60	0.94	0.84	0.88	0.93	0.87	0.61	0.87
$P(60, K)$	-0.15	0.59	0.38	0.16	0.80	0.48	0.90	0.73
$P(\frac{60}{G_0}, K)$	0.18	0.92	0.71	0.79	0.97	0.80	0.95	0.90
$P(100, K)$	0.16	0.74	0.53	0.48	0.90	0.81	0.96	0.81
$P(\frac{100}{G_0}, K)$	0.70	0.94	0.88	0.89	0.98	0.94	0.96	0.92
$P(12, Ka)$	0.60	0.75	0.33	0.68	0.83	0.52	0.63	0.58
$P(\frac{12}{G_0}, Ka)$	0.75	0.90	0.59	0.81	0.89	0.70	0.75	0.70
$P(25, Ka)$	0.32	0.79	0.73	0.69	0.80	0.47	0.34	0.71
$P(\frac{25}{G_0}, Ka)$	0.62	0.91	0.75	0.78	0.91	0.67	0.58	0.77
$P(60, Ka)$	0.05	0.61	0.35	-0.02	0.84	0.32	0.78	0.60
$P(\frac{60}{G_0}, Ka)$	0.38	0.92	0.65	0.62	0.97	0.63	0.81	0.79
$P(100, Ka)$	0.32	0.74	0.33	0.29	0.91	0.64	0.81	0.70
$P(\frac{100}{G_0}, Ka)$	0.72	0.94	0.70	0.76	0.96	0.79	0.80	0.82
$P(12, Q)$	0.49	0.73	0.48	0.66	0.81	0.22	0.44	0.49
$P(\frac{12}{G_0}, Q)$	0.47	0.82	0.59	0.73	0.85	0.32	0.52	0.58
$P(25, Q)$	0.37	0.77	0.65	0.65	0.79	0.18	0.28	0.59
$P(\frac{25}{G_0}, Q)$	0.51	0.84	0.64	0.70	0.87	0.29	0.45	0.63
$P(60, Q)$	0.27	0.64	0.40	0.09	0.85	0.11	0.56	0.48
$P(\frac{60}{G_0}, Q)$	0.48	0.90	0.55	0.59	0.95	0.30	0.58	0.63
$P(100, Q)$	0.38	0.75	0.52	0.34	0.91	0.32	0.59	0.55
$P(\frac{100}{G_0}, Q)$	0.50	0.88	0.67	0.68	0.93	0.40	0.58	0.65

Tableau 4 - Caractéristiques et résumé des résultats pour les champs 9 à 16.

	Région 9	Région 10	Région 11	Région 12	Région 13	Région 14	Région 15	Région 16
l	(120, 125.3)	(153, 160)	(157, 161)	(157, 164)	(157.2, 164)	(162, 169)	(172.5, 181)	(182, 190)
b	(-11, -5)	(-21, -11.5)	(-35, -31)	(-15.4, -10)	(-24, -18)	(-14, -5)	(-15.5, -10.5)	(-22.5, -15)
G_0	0.88-1.48	0.60-1.98	0.53-0.75	0.69-2.10	0.59-1.22	0.54-1.20	0.45-0.78	0.66-1.00
N_H (cm ⁻²)	2.3×10^{21} $\pm 0.3 \times 10^{21}$	2.6×10^{21} $\pm 0.7 \times 10^{21}$	2.6×10^{21} $\pm 0.4 \times 10^{21}$	2.7×10^{21} $\pm 0.6 \times 10^{21}$	3.1×10^{21} $\pm 1. \times 10^{21}$	4.2×10^{21} $\pm 0.9 \times 10^{21}$	4.6×10^{21} $\pm 1.2 \times 10^{21}$	2.6×10^{21} $\pm 0.3 \times 10^{21}$
$[C/H]$	3.7×10^{-5} $\pm 0.2 \times 10^{-5}$	3.6×10^{-5} $\pm 0.3 \times 10^{-5}$	3.1×10^{-5} $\pm 0.4 \times 10^{-5}$	3.8×10^{-5} $\pm 0.3 \times 10^{-5}$	3.2×10^{-5} $\pm 0.3 \times 10^{-5}$	3.7×10^{-5} $\pm 0.6 \times 10^{-5}$	2.8×10^{-5} $\pm 0.3 \times 10^{-5}$	3.6×10^{-5} $\pm 0.2 \times 10^{-5}$
N_{min} (CNM)	39	19	24	20	19	27	23	23
N_{min} (WNM)	66	50	52	52	46	56	50	54
m (D)	0.4	0.4	0.4	0.4	0.3	0.3	0.4	0.4
α_1	0.1	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05	0.05
α_2	0.9	0.95	0.95	0.95	0.95	0.95	0.95	0.95
$P(\frac{12}{G_0}, \frac{25}{G_0})$	0.89	0.91	0.96	0.91	0.91	0.95	0.95	0.96
$P(\frac{12}{G_0}, \frac{60}{G_0})$	0.86	0.86	0.88	0.81	0.90	0.81	0.82	0.92
$P(\frac{12}{G_0}, \frac{100}{G_0})$	0.95	0.93	0.85	0.98	0.96	0.91	0.75	0.92
$P(12, K)$	0.66	0.76	0.71	0.74	0.78	0.64	0.68	0.75
$P(\frac{12}{G_0}, K)$	0.80	0.88	0.84	0.87	0.89	0.82	0.90	0.85
$P(25, K)$	0.52	0.62	0.79	0.62	0.63	0.59	0.80	0.80
$P(\frac{25}{G_0}, K)$	0.64	0.76	0.87	0.85	0.74	0.68	0.88	0.83
$P(60, K)$	0.50	0.57	0.92	0.35	0.56	0.32	0.91	0.86
$P(\frac{60}{G_0}, K)$	0.65	0.75	0.94	0.76	0.70	0.55	0.93	0.94
$P(100, K)$	0.63	0.69	0.96	0.58	0.67	0.64	0.93	0.85
$P(\frac{100}{G_0}, K)$	0.82	0.85	0.95	0.88	0.81	0.91	0.88	0.93
$P(12, Ka)$	0.57	0.71	0.63	0.71	0.78	0.61	0.67	0.61
$P(\frac{12}{G_0}, Ka)$	0.65	0.83	0.75	0.77	0.87	0.77	0.81	0.72
$P(25, Ka)$	0.46	0.59	0.68	0.62	0.63	0.58	0.80	0.66
$P(\frac{25}{G_0}, Ka)$	0.55	0.73	0.76	0.79	0.73	0.66	0.85	0.70
$P(60, Ka)$	0.48	0.55	0.81	0.42	0.57	0.34	0.89	0.76
$P(\frac{60}{G_0}, Ka)$	0.59	0.73	0.85	0.74	0.70	0.53	0.83	0.85
$P(100, Ka)$	0.58	0.66	0.87	0.61	0.67	0.62	0.85	0.73
$P(\frac{100}{G_0}, Ka)$	0.72	0.83	0.87	0.81	0.80	0.83	0.76	0.83
$P(12, Q)$	0.43	0.67	0.49	0.60	0.77	0.52	0.56	0.40
$P(\frac{12}{G_0}, Q)$	0.50	0.76	0.62	0.57	0.84	0.65	0.62	0.50
$P(25, Q)$	0.34	0.57	0.56	0.57	0.64	0.50	0.71	0.44
$P(\frac{25}{G_0}, Q)$	0.41	0.69	0.65	0.66	0.73	0.57	0.71	0.47
$P(60, Q)$	0.36	0.54	0.74	0.46	0.58	0.30	0.78	0.60
$P(\frac{60}{G_0}, Q)$	0.46	0.70	0.78	0.65	0.69	0.46	0.64	0.68
$P(100, Q)$	0.45	0.64	0.78	0.59	0.68	0.55	0.68	0.55
$P(\frac{100}{G_0}, Q)$	0.57	0.78	0.79	0.64	0.78	0.71	0.56	0.65

Tableau 5 - Caractéristiques et résumé des résultats pour les champs 17 à 22.

	Région 17	Région 18	Région 19	Région 20	Région 21	Région 22
l	(190, 208)	(210, 217)	(295.5, 300)	(302, 307.5)	(310.5, 316.7)	(314, 320)
b	(-16, -10)	(-25.3, -13.6)	(-21, -13.6)	(-21.5, -15.1)	(-31.4, -26.7)	(-22.6, -17.6)
G_0	0.79-3.00	0.58-2.07	0.49-0.94	0.59-1.25	0.68-0.98	0.95-1.70
N_H (cm ⁻²)	3.4×10^{21} $\pm 0.8 \times 10^{21}$	3.5×10^{21} $\pm 1.6 \times 10^{21}$	2.1×10^{21} $\pm 0.7 \times 10^{21}$	1.7×10^{21} $\pm 0.4 \times 10^{21}$	1.6×10^{21} $\pm 0.2 \times 10^{21}$	6.0×10^{20} $\pm 0.3 \times 10^{20}$
$[C/H]$	3.9×10^{-5} $\pm 0.3 \times 10^{-5}$	3.0×10^{-5} $\pm 0.4 \times 10^{-5}$	4.5×10^{-5} $\pm 0.5 \times 10^{-5}$	3.2×10^{-5} $\pm 0.4 \times 10^{-5}$	3.7×10^{-5} $\pm 0.2 \times 10^{-5}$	3.3×10^{-5} $\pm 0.3 \times 10^{-5}$
N_{min} (CNM)	24	25	96	42	33	30
N_{min} (WNM)	54	58	56	66	55	52
m (D)	0.3	0.4	0.3	0.5	0.4	0.4
α_1	0.05	0.05	0.6	0.15	0.1	0.1
α_2	0.95	0.95	0.4	0.85	0.9	0.9
$P(\frac{12}{G_0}, \frac{25}{G_0})$	0.84	0.85	0.92	0.96	0.94	0.98
$P(\frac{12}{G_0}, \frac{60}{G_0})$	0.74	0.89	0.87	0.79	0.85	0.94
$P(\frac{12}{G_0}, \frac{100}{G_0})$	0.95	0.96	0.90	0.78	0.88	0.94
$P(12, K)$	0.48	0.65	0.81	0.70	0.76	0.56
$P(\frac{12}{G_0}, K)$	0.76	0.90	0.91	0.90	0.86	0.82
$P(25, K)$	0.27	0.50	0.90	0.89	0.80	0.64
$P(\frac{25}{G_0}, K)$	0.52	0.75	0.87	0.95	0.87	0.79
$P(60, K)$	0.17	0.45	0.87	0.55	0.77	0.46
$P(\frac{60}{G_0}, K)$	0.34	0.77	0.84	0.78	0.90	0.89
$P(100, K)$	0.31	0.69	0.91	0.79	0.90	0.78
$P(\frac{100}{G_0}, K)$	0.65	0.95	0.87	0.76	0.92	0.92
$P(12, Ka)$	0.51	0.72	0.50	0.65	0.66	0.44
$P(\frac{12}{G_0}, Ka)$	0.74	0.91	0.59	0.84	0.75	0.72
$P(25, Ka)$	0.32	0.60	0.64	0.84	0.64	0.51
$P(\frac{25}{G_0}, Ka)$	0.56	0.83	0.65	0.91	0.72	0.67
$P(60, Ka)$	0.23	0.55	0.57	0.47	0.63	0.31
$P(\frac{60}{G_0}, Ka)$	0.39	0.84	0.60	0.72	0.76	0.78
$P(100, Ka)$	0.37	0.78	0.60	0.72	0.79	0.65
$P(\frac{100}{G_0}, Ka)$	0.66	0.96	0.62	0.71	0.81	0.83
$P(12, Q)$	0.48	0.74	-0.17	0.61	0.61	0.37
$P(\frac{12}{G_0}, Q)$	0.68	0.89	-0.17	0.72	0.66	0.60
$P(25, Q)$	0.31	0.63	-0.11	0.74	0.54	0.40
$P(\frac{25}{G_0}, Q)$	0.53	0.84	-0.09	0.77	0.59	0.54
$P(60, Q)$	0.22	0.59	-0.15	0.42	0.51	0.25
$P(\frac{60}{G_0}, Q)$	0.36	0.85	-0.11	0.57	0.61	0.64
$P(100, Q)$	0.36	0.80	-0.16	0.60	0.66	0.52
$P(\frac{100}{G_0}, Q)$	0.61	0.94	-0.11	0.55	0.66	0.68

Tableau 6 - Caractéristiques et résumé des résultats pour les champs 23 à 27.

	Région 23	Région 24	Région 25	Région 26	Région 27
l	(332, 340.5)	(338.5, 349)	(352.5, 358.5)	(354, 360)	(357.8, 1)
b	(8, 16)	(19.8, 25)	(10.6, 16.6)	(17, 26)	(-25, -19.5)
G_0	0.81-1.66	1.05-3.60	0.94-1.99	0.87-2.49	0.76-1.11
N_H (cm ⁻²)	2.4×10^{21} $\pm 0.5 \times 10^{21}$	1.4×10^{21} $\pm 0.2 \times 10^{21}$	4.0×10^{21} $\pm 0.3 \times 10^{21}$	3.1×10^{21} $\pm 0.7 \times 10^{21}$	1.2×10^{21} $\pm 0.3 \times 10^{21}$
$[C/H]$	4.4×10^{-5} $\pm 0.2 \times 10^{-5}$	4.6×10^{-5} $\pm 0.2 \times 10^{-5}$	4.8×10^{-5} $\pm 0.3 \times 10^{-5}$	4.8×10^{-5} $\pm 0.4 \times 10^{-5}$	3.7×10^{-5} $\pm 0.4 \times 10^{-5}$
N_{min} (CNM)	19	19	20	19	21
N_{min} (WNM)	48	42	48	40	50
m (D)	0.4	0.3	0.4	0.3	0.4
α_1	0.05	0.1	0.05	0.05	0.05
α_2	0.95	0.9	0.95	0.95	0.95
$P(\frac{12}{G_0}, \frac{25}{G_0})$	0.99	0.88	0.98	0.96	0.86
$P(\frac{12}{G_0}, \frac{60}{G_0})$	0.95	0.23	0.90	0.84	0.83
$P(\frac{12}{G_0}, \frac{100}{G_0})$	0.97	0.81	0.96	0.91	0.84
$P(12, K)$	0.76	0.49	0.70	0.71	0.84
$P(\frac{12}{G_0}, K)$	0.87	0.85	0.89	0.91	0.93
$P(25, K)$	0.81	0.45	0.70	0.70	0.82
$P(\frac{25}{G_0}, K)$	0.87	0.70	0.86	0.90	0.83
$P(60, K)$	0.66	-0.18	0.46	0.54	0.88
$P(\frac{60}{G_0}, K)$	0.81	0.18	0.65	0.81	0.92
$P(100, K)$	0.69	0.07	0.60	0.64	0.91
$P(\frac{100}{G_0}, K)$	0.84	0.75	0.80	0.93	0.93
$P(12, Ka)$	0.63	0.38	0.72	0.71	0.84
$P(\frac{12}{G_0}, Ka)$	0.76	0.75	0.89	0.86	0.92
$P(25, Ka)$	0.69	0.35	0.72	0.71	0.84
$P(\frac{25}{G_0}, Ka)$	0.76	0.61	0.87	0.88	0.86
$P(60, Ka)$	0.51	-0.23	0.48	0.58	0.77
$P(\frac{60}{G_0}, Ka)$	0.69	0.09	0.67	0.83	0.82
$P(100, Ka)$	0.54	-0.00		0.82	
$P(\frac{100}{G_0}, Ka)$	0.72	0.64	0.82	0.92	0.83
$P(12, Q)$	0.59	0.19	0.71	0.65	0.62
$P(\frac{12}{G_0}, Q)$	0.72	0.68	0.89	0.82	0.70
$P(25, Q)$	0.64	0.22	0.71	0.65	0.66
$P(\frac{25}{G_0}, Q)$	0.71	0.57	0.86	0.84	0.68
$P(60, Q)$	0.47	-0.39	0.47	0.52	0.62
$P(\frac{60}{G_0}, Q)$	0.63	-0.10	0.65	0.78	0.65
$P(100, Q)$	0.49	-0.19	0.61	0.62	0.66
$P(\frac{100}{G_0}, Q)$	0.67	0.47	0.81	0.88	0.66

Table des figures

1.1	Nuage moléculaire Barnard 68	2
1.2	Structure d'une interface de photodissociation	5
1.3	Structure spirale de la Galaxie (modèle à 4 bras)	6
1.4	Champ de rayonnement interstellaire standard	7
1.5	Diagramme de phase	11
1.6	Paramètres du gaz à l'équilibre thermique	11
1.7	Polarisation de la lumière stellaire par les poussières	12
1.8	Configuration BSS du champ magnétique Galactique	14
2.1	Abondances et déplétion	20
2.2	Extinction interstellaire	22
2.3	Spectre d'émission IR des grains interstellaires	24
2.4	Molécules Polycycliques Aromatiques Hydrogénées	25
2.5	Température de grains illuminés par l'ISRF	26
2.6	Taux de polarisation en fonction de la longueur d'onde et de l'extinction	30
2.7	Variation de l'indice spectral des BG en fonction de la température	33
2.8	Cycle d'évolution des poussières	34
3.1	Excitation des niveaux vibrationnels d'une molécule neutre	37
3.2	Fréquence du mode vibration en fonction de la taille des PAH	42
3.3	Section efficace d'absorption des PAH interstellaires	43
3.4	Distributions cumulatives des modes vibrationnels de quelques PAH	44
3.5	Capacité calorifique des PAH interstellaires	46
3.6	Energie interne en fonction de la température	47
3.7	Distribution de l'énergie interne des PAH, $P(E)$	51
3.8	Distribution de température $P(T)$	52

3.9	Contributions inter et intrabain pour l'émission IR	53
3.10	Emission IR dans le cas du milieu diffus et d'une PDR	55
3.11	Comparaison avec le modèle de Mulas <i>et al.</i> (2006a) et Joblin et Mulas (2008). . .	56
3.12	Emissivité dans les différents modes vibrationnels en fonction de N_C	57
3.13	Nombre de photons émis dans chaque mode vibrationnel	58
3.14	Emission rovibrationnelle de l'IR au domaine micro-onde	58
3.15	Rapport de l'émissivité des PAH dans l'IR moyen et dans l'IR lointain	59
3.16	Rapport de l'émissivité des PAH et des BGs dans l'IR lointain	60
4.1	Emission anormale vs. émission IR des PAH (Casassus <i>et al.</i> 2006a)	65
4.2	Emission dipolaire magnétique (Draine et Lazarian 1999)	67
4.3	Emission dipolaire électrique (Draine et Lazarian 1998b)	68
4.4	Le modèle de Ferrara et Dettmar (1994)	70
4.5	Ecart à la distribution maxwellienne (Draine et Lazarian 1998b)	71
5.1	Toupie symétrique	74
5.2	Moment dipolaire électrique	77
5.3	Influence de l'environnement interstellaire sur J_0	90
5.4	Contributions des processus à l'état stationnaire pour la construction de $n(J)$	91
5.5	Influence de la section efficace d'absorption sur J_0	91
5.6	Influence de l'intensité du champ de rayonnement sur J_0	93
5.7	Influence de la couleur du champ de rayonnement sur J_0	94
5.8	Influence de la densité n_H sur J_0	95
5.9	Influence du moment dipolaire électrique μ sur J_0	95
5.10	Température rotationnelle	96
5.11	Spectre de rotation : influence du milieu	97
5.12	Spectre de rotation : influence de la distribution de taille	98
5.13	Influence de G_0 sur le spectre de rotation	100
5.14	Influence de T_{eff} sur le spectre de rotation	101
5.15	Influence de la n_H sur le spectre de rotation	101
5.16	Influence du moment dipolaire électrique μ sur le spectre de rotation	102
5.17	Comparaison aux modèles de Rouan <i>et al.</i> (1992) (tirets) et Draine et Lazarian (1998b)	103
6.1	Emission free-free : schéma du déplacement de l'électron	107
6.2	Emission free-free ou Bremsstrahlung	109
6.3	Trajectoire d'une particule accélérée dans un champ magnétique (synchrotron) . .	111

6.4	Emission synchrotron	112
6.5	Taux de polarisation à 23 GHz	117
6.6	Champ magnétique Galactique	117
6.7	Carte d'émission anormale sur tout le ciel à 23 GHz	118
6.8	Résidu de la carte WMAP à 23 GHz	118
7.1	Extinction et émission $H\alpha$ dans G159.6-18.5	120
7.2	Structure du nuage moléculaire G159.6-18.5	121
7.3	Spectre d'émission anormale du nuage moléculaire G159.6-18.5	123
7.4	Spectre d'émission anormale de la région HII diffuse LPH96, 201.663+1.643 . . .	125
7.5	Relation entre l'émission IR des grains et le facteur G_0	126
7.6	Comparaison des cartes IRIS aux cartes ISSA	127
7.7	Intensité du champ de rayonnement G_0	128
7.8	Corrélation entre l'émission IR et l'émission anormale	132
7.9	Histogrammes	133
7.10	Sélection des champs	133
7.11	Localisation des régions sélectionnées	134
7.12	Légende des Fig. 7.13 à Fig. 7.25	134
7.13	Région 1 : ($l = 6.9^\circ$, $b = 19.9^\circ$).	135
7.14	Région 2 : ($l = 15.3^\circ$, $b = 9.7^\circ$).	136
7.15	Région 3 : ($l = 29.2^\circ$, $b = 22.7^\circ$).	137
7.16	Région 4 : ($l = 31^\circ$, $b = 17.2^\circ$).	138
7.17	Région 5 : ($l = 94.8^\circ$, $b = 7.2^\circ$).	139
7.18	Région 6 : ($l = 106.2^\circ$, $b = 17.2^\circ$).	140
7.19	Région 15 : ($l = 176.8^\circ$, $b = -13^\circ$).	141
7.20	Région 16 : ($l = 186^\circ$, $b = -18.8^\circ$).	142
7.21	Région 17 : ($l = 199^\circ$, $b = -13^\circ$).	143
7.22	Région 19 : ($l = 297.8^\circ$, $b = -17.3^\circ$).	144
7.23	Région 20 : ($l = 304.8^\circ$, $b = -18.3^\circ$).	145
7.24	Région 24 : ($l = 343.6^\circ$, $b = 22.4^\circ$).	146
7.25	Région 25 : ($l = 355.5^\circ$, $b = 13.6^\circ$).	147
7.26	Relation entre la pente de corrélation et l'ajustement des spectres	151
7.27	Spectres d'émission anormale pour 8 champs	152
28	Paramètres de Stokes	158

29	Loi d'extinction et émission IR avec CLOUDY	160
30	Ferromagnetisme	162
31	Antiferromagnetisme	162
32	Projection HEALPix	163

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques et traceurs des phases du milieu interstellaire	4
2.1	Abondance des principaux éléments lourds	20
3.1	Caractéristiques des bandes vibrationnelles des PAH dans l'IR moyen	40
3.2	Caractéristiques des bandes vibrationnelles des PAH dans l'IR lointain	41
4.1	Aperçu des données en émission anormale disponibles	66
5.1	Moments dipolaires électriques de quelques PAH	77
6.1	Caractéristique des bandes du télescope WMAP	113
7.1	Corrélation entre l'émission anormale et l'émission IR sur tout le ciel	129
2	Abondances des éléments utilisées dans le logiciel CLOUDY	160
3	Caractéristiques et résultats pour les champs 1 à 8	166
4	Caractéristiques et résultats pour les champs 9 à 16	167
5	Caractéristiques et résultats pour les champs 17 à 22	168
6	Caractéristiques et résultats pour les champs 23 à 27	169

Bibliographie

- L. J. ALLAMANDOLA, A. G. G. M. TIELENS et J. R. BARKER : Polycyclic aromatic hydrocarbons and the unidentified infrared emission bands - Auto exhaust along the Milky Way. *ApJ*, 290:L25–L28, mars 1985.
- L. J. ALLAMANDOLA, G. G. M. TIELENS et J. R. BARKER : Interstellar polycyclic aromatic hydrocarbons - The infrared emission bands, the excitation/emission mechanism, and the astrophysical implications. *ApJS*, 71:733–775, déc. 1989.
- N. ANDERSON et W. D. WATSON : Alignment of dust grains in ionized regions. *A&A*, 270:477–479, mars 1993.
- B.-G. ANDERSSON, P. G. WANNIER, G. H. MORIARTY-SCHIEVEN et E. J. BAKKER : The Nature of the IRAS Ring G159.6-18.5 in Perseus and Its Exciting Star HD 278942. *AJ*, 119:1325–1338, mars 2000.
- R. G. ARENDT, N. ODEGARD, J. L. WEILAND, T. J. SODROSKI, M. G. HAUSER, E. DWEK, T. KELSALL, S. H. MOSELEY, R. F. SILVERBERG, D. LEISAWITZ, K. MITCHELL, W. T. REACH et E. L. WRIGHT : The COBE Diffuse Infrared Background Experiment Search for the Cosmic Infrared Background. III. Separation of Galactic Emission from the Infrared Sky Brightness. *ApJ*, 508:74–105, nov. 1998.
- A. BACMANN, B. LEFLOCH, C. CECCARELLI, A. CASTETS, J. STEINACKER et L. LOINARD : The degree of CO depletion in pre-stellar cores. *A&A*, 389:L6–L10, juil. 2002.
- T. BAER et W. HASE : *Unimolecular reaction dynamics : theory and experiments*. Oxford university press, 1996.
- E. L. O. BAKES et A. G. G. M. TIELENS : The photoelectric heating mechanism for very small graphitic grains and polycyclic aromatic hydrocarbons. *ApJ*, 427:822–838, juin 1994.
- A. J. BANDAY, C. DICKINSON, R. D. DAVIES, R. J. DAVIS et K. M. GÓRSKI : Reappraising foreground contamination in the COBE-DMR data. *MNRAS*, 345:897–911, nov. 2003.
- P. BASTIEN : Dust Polarization from Extinction Measurements. In M.-A. MIVILLE-DESCHÊNES et F. BOULANGER, édés : *EAS Publications Series*, vol. 23 de *EAS Publications Series*, p. 131–146, 2007.

- E. S. BATTISTELLI, R. REBOLO, J. A. RUBIÑO-MARTÍN, S. R. HILDEBRANDT, R. A. WATSON, C. GUTIÉRREZ et R. J. HOYLAND : Polarization Observations of the Anomalous Microwave Emission in the Perseus Molecular Complex with the COSMOSOMAS Experiment. *ApJ*, 645:L141–L144, juil. 2006.
- R. BECK : Magnetic Field Structure from Synchrotron Polarization. In M.-A. MIVILLE-DESCHÊNES et F. BOULANGER, éds : *EAS Publications Series*, vol. 23 de *EAS Publications Series*, p. 19–36, 2007.
- C. L. BENNETT, M. HALPERN, G. HINSHAW, N. JAROSIK, A. KOGUT, M. LIMON, S. S. MEYER, L. PAGE, D. N. SPERGEL, G. S. TUCKER, E. WOLLACK, E. L. WRIGHT, C. BARNES, M. R. GREASON, R. S. HILL, E. KOMATSU, M. R. NOLTA, N. ODEGARD, H. V. PEIRIS, L. VERDE et J. L. WEILAND : First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Preliminary Maps and Basic Results. *ApJS*, 148:1–27, sept. 2003.
- A. BENOÎT, P. ADE, A. AMBLARD, R. ANSARI, É. AUBOURG, S. BARGOT, J. G. BARTLETT, J.-P. BERNARD, R. S. BHATIA, A. BLANCHARD, J. J. BOCK, A. BOSCALERI, F. R. BOUCHET, A. BOURRACHOT, P. CAMUS, F. COUCHOT, P. DE BERNARDIS, J. DELABROUILLE, F.-X. DÉSERT, O. DORÉ, M. DOUSPIS, L. DUMOULIN, X. DUPAC, P. FILLIATRE, P. FOSALBA, K. GANGA, F. GANNAWAY, B. GAUTIER, M. GIARD, Y. GIRAUD-HÉRAUD, R. GISPERT, L. GUGLIELMI, J.-C. HAMILTON, S. HANANY, S. HENROT-VERSILLÉ, J. KAPLAN, G. LAGACHE, J.-M. LAMARRE, A. E. LANGE, J. F. MACÍAS-PÉREZ, K. MADET, B. MAFFEI, C. MANGNEVILLE, D. P. MARRONE, S. MASI, F. MAYET, A. MURPHY, F. NARAGHI, F. NATI, G. PATANCHON, G. PERRIN, M. PIAT, N. PONTHEIU, S. PRUNET, J.-L. PUGET, C. RENAULT, C. ROSSET, D. SANTOS, A. STAROBINSKY, I. STRUKOV, R. V. SUDIWALA, R. TEYSSIER, M. TRISTRAM, C. TUCKER, J.-C. VANEL, D. VIBERT, E. WAKUI et D. YVON : First detection of polarization of the submillimetre diffuse galactic dust emission by Archeops. *A&A*, 424:571–582, sept. 2004.
- J. P. BERNARD, A. ABERGEL, I. RISTORCELLI, F. PAJOT, J. P. TORRE, F. BOULANGER, M. GIARD, G. LAGACHE, G. SERRA, J. M. LAMARRE, J. L. PUGET, F. LEPEINTRE et L. CAMBRÉSY : PRONAOS observations of MCLD 123.5 + 24.9 : cold dust in the Polaris cirrus cloud. *A&A*, 347:640–649, juil. 1999.
- J. P. BERNARD, F. BOULANGER, F. X. DESERT, M. GIARD, G. HELOU et J. L. PUGET : Dust emission of galactic cirrus from DIRBE observations. *A&A*, 291:L5–L8, nov. 1994.
- J. P. BERNARD, F. BOULANGER et J. L. PUGET : Modeling of Infrared Emission of Interstellar Clouds - Part Two - Self-Consistent Models of Individual Nearby Clouds. *A&A*, 277:609–+, oct. 1993.
- O. BERNÉ, C. JOBLIN, Y. DEVILLE, J. D. SMITH, M. RAPACIOLI, J. P. BERNARD, J. THOMAS, W. REACH et A. ABERGEL : Analysis of the emission of very small dust particles from Spitzer spectro-imagery data using blind signal separation methods. *A&A*, 469:575–586, juil. 2007.
- O. BERNÉ, C. JOBLIN, M. RAPACIOLI, J. THOMAS, J.-C. CUIILLANDRE et Y. DEVILLE : Extended Red Emission and the evolution of carbonaceous nanograins in NGC 7023. *A&A*, 479:L41–L44, mars 2008.
- T. BEYER et D. SWINEHART : Number of multiply-restricted partitions [a1]. *Comm. of the ACM*, 16, 1973.

- C. BOERSMA, A. L. MATTIODA, C. W. BAUSCHLICHER, Jr., E. PEETERS, A. G. G. M. TIELENS et L. J. ALLAMANDOLA : The 5.25 and 5.7 microns Astronomical Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Emission Features. *ArXiv e-prints*, sept. 2008.
- R. C. BOHLIN, B. D. SAVAGE et J. F. DRAKE : A survey of interstellar H I from L-alpha absorption measurements. II. *ApJ*, 224:132–142, août 1978.
- A. P. BOSS : Collapse and Fragmentation of Molecular Cloud Cores. VII. Magnetic Fields and Multiple Protostar Formation. *ApJ*, 568:743–753, avr. 2002.
- N. BOUDET, H. MUTSCHKE, C. NAYRAL, C. JÄGER, J.-P. BERNARD, T. HENNING et C. MENY : Temperature Dependence of the Submillimeter Absorption Coefficient of Amorphous Silicate Grains. *ApJ*, 633:272–281, nov. 2005.
- F. BOULANGER : Studies of Diffuse Infrared Emission. In R. J. LAUREIJS, K. LEECH et M. F. KESSLER, eds : *ESA SP-455 : ISO Beyond Point Sources : Studies of Extended Infrared Emission*, p. 3–+, 2000.
- F. BOULANGER, A. ABERGEL, J.-P. BERNARD, W. B. BURTON, F.-X. DESERT, D. HARTMANN, G. LAGACHE et J.-L. PUGET : The dust/gas correlation at high Galactic latitude. *A&A*, 312:256–262, août 1996a.
- F. BOULANGER, P. BOISSSEL, D. CESARSKY et C. RYTER : The shape of the unidentified infra-red bands : analytical fit to ISOCAM spectra. *A&A*, 339:194–200, nov. 1998.
- F. BOULANGER, W. T. REACH, A. ABERGEL, J. P. BERNARD, C. J. CESARSKY, D. CESARSKY, F. X. DESERT, E. FALGARONE, J. LEQUEUX, L. METCALFE, M. PERAULT, J. L. PUGET, D. ROUAN, M. SAUVAGE, D. TRAN et L. VIGROUX : Mid-Infrared Imaging Spectroscopy in Ophiuchus. *A&A*, 315:L325–L328, nov. 1996b.
- H. BOURDIN, F. BOULANGER, J.-P. BERNARD et G. LAGACHE : Cold Dust and Very Cold Excess Emission in the Galaxy. *Ap&SS*, 281:243–246, juil. 2002.
- P. J. BRESSAARD et H. C. VAN DE HULST : Approximation formulas for non relativistic Bremsstrahlung and average Gaunt factors for a Maxwellian electron gas. *Review of modern physics*, 34:507–520, 1962.
- W. B. BURTON et M. A. GORDON : Carbon monoxide in the Galaxy. III - The overall nature of its distribution in the equatorial plane. *A&A*, 63:7–27, fév. 1978.
- J. A. CARDELLI, G. C. CLAYTON et J. S. MATHIS : The determination of ultraviolet extinction from the optical and near-infrared. *ApJ*, 329:L33–L37, juin 1988.
- S. CASASSUS, G. F. CABRERA, F. FÖRSTER, T. J. PEARSON, A. C. S. READHEAD et C. DICKINSON : Morphological Analysis of the Centimeter-Wave Continuum in the Dark Cloud LDN 1622. *ApJ*, 639:951–964, mars 2006a.
- S. CASASSUS, G. F. CABRERA, F. FÖRSTER, T. J. PEARSON, A. C. S. READHEAD et C. DICKINSON : Morphological Analysis of the Centimeter-Wave Continuum in the Dark Cloud LDN 1622. *ApJ*, 639:951–964, mars 2006b.

- S. CASASSUS, L.-Å. NYMAN, C. DICKINSON et T. J. PEARSON : A centimetre-wave excess over free-free emission in planetary nebulae. *MNRAS*, 382:1607–1622, déc. 2007.
- S. CASASSUS, A. C. S. READHEAD, T. J. PEARSON, L.-Å. NYMAN, M. C. SHEPHERD et L. BRONFMAN : Anomalous Radio Emission from Dust in the Helix. *ApJ*, 603:599–610, mars 2004.
- C. CECCHI-PESTELLINI, G. MALLOCI, G. MULAS, C. JOBLIN et D. A. WILLIAMS : The role of the charge state of PAHs in ultraviolet extinction. *A&A*, 486:L25–L29, août 2008.
- D. CESARSKY, A. P. JONES, J. LEQUEUX et L. VERSTRAETE : Silicate emission in Orion. *A&A*, 358:708–716, juin 2000.
- F. COMBES et G. PINEAU DES FORETS, édés. *Molecular Hydrogen in Space*, nov. 2000.
- R. D. DAVIES, C. DICKINSON, A. J. BANDAY, T. R. JAFFE, K. M. GÓRSKI et R. J. DAVIS : A determination of the spectra of Galactic components observed by the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe. *MNRAS*, 370:1125–1139, août 2006.
- A. DE OLIVEIRA-COSTA, A. KOGUT, M. J. DEVLIN, C. B. NETTERFIELD, L. A. PAGE et E. J. WOLLACK : Galactic Microwave Emission at Degree Angular Scales. *ApJ*, 482:L17+, juin 1997.
- A. DE OLIVEIRA-COSTA, M. TEGMARK, D. P. FINKBEINER, R. D. DAVIES, C. M. GUTIERREZ, L. M. HAFFNER, A. W. JONES, A. N. LASENBY, R. REBOLO, R. J. REYNOLDS, S. L. TUFTE et R. A. WATSON : A New Spin on Galactic Dust. *ApJ*, 567:363–369, mars 2002.
- A. DE OLIVEIRA-COSTA, M. TEGMARK, C. M. GUTIERREZ, A. W. JONES, R. D. DAVIES, A. N. LASENBY, R. REBOLO et R. A. WATSON : Cross-Correlation of Tenerife Data with Galactic Templates—Evidence for Spinning Dust ? *ApJ*, 527:L9–L12, déc. 1999.
- P. T. DE ZEEUW, R. HOOGERWERF, J. H. J. DE BRUIJNE, A. G. A. BROWN et A. BLAAUW : A HIPPARCOS Census of the Nearby OB Associations. *AJ*, 117:354–399, jan. 1999.
- C. DICKINSON, S. CASASSUS, J. L. PINEDA, T. J. PEARSON, A. C. S. READHEAD et R. D. DAVIES : An Upper Limit on Anomalous Dust Emission at 31 GHz in the Diffuse Cloud [LPH96] 201.663+1.643. *ApJ*, 643:L111–L114, juin 2006a.
- C. DICKINSON, S. CASASSUS, J. L. PINEDA, T. J. PEARSON, A. C. S. READHEAD et R. D. DAVIES : An Upper Limit on Anomalous Dust Emission at 31 GHz in the Diffuse Cloud [LPH96] 201.663+1.643. *ApJ*, 643:L111–L114, juin 2006b.
- C. DICKINSON, R. D. DAVIES, L. BRONFMAN, S. CASASSUS, R. J. DAVIS, T. J. PEARSON, A. C. S. READHEAD et P. N. WILKINSON : CBI limits on 31 GHz excess emission in southern HII regions. *ArXiv Astrophysics e-prints*, fév. 2007.
- C. DICKINSON, R. D. DAVIES et R. J. DAVIS : Towards a free-free template for CMB foregrounds. *MNRAS*, 341:369–384, mai 2003.
- B. T. DRAINE : Photoelectric heating of interstellar gas. *ApJS*, 36:595–619, avr. 1978.
- B. T. DRAINE : Interstellar Dust Grains. *ARA&A*, 41:241–289, 2003.
- B. T. DRAINE et F. BERTOLDI : Heating the gas in photodissociation regions. In P. Cox et M. KESSLER, édés : *The Universe as Seen by ISO*, vol. 427 de *ESA Special Publication*, p. 553–+, mars 1999.

- B. T. DRAINE et A. LAZARIAN : Diffuse Galactic Emission from Spinning Dust Grains. *ApJ*, 494: L19+, fév. 1998a.
- B. T. DRAINE et A. LAZARIAN : Electric Dipole Radiation from Spinning Dust Grains. *ApJ*, 508:157–179, nov. 1998b.
- B. T. DRAINE et A. LAZARIAN : Magnetic Dipole Microwave Emission from Dust Grains. *ApJ*, 512:740–754, fév. 1999.
- B. T. DRAINE et H. M. LEE : Optical properties of interstellar graphite and silicate grains. *ApJ*, 285:89–108, oct. 1984.
- B. T. DRAINE et A. LI : Infrared Emission from Interstellar Dust. I. Stochastic Heating of Small Grains. *ApJ*, 551:807–824, avr. 2001.
- B. T. DRAINE et A. LI : Infrared Emission from Interstellar Dust. IV. The Silicate-Graphite-PAH Model in the Post-Spitzer Era. *ArXiv Astrophysics e-prints*, juil. 2006.
- B. T. DRAINE et A. LI : Infrared Emission from Interstellar Dust. IV. The Silicate-Graphite-PAH Model in the Post-Spitzer Era. *ApJ*, 657:810–837, mars 2007.
- B. T. DRAINE et B. SUTIN : Collisional charging of interstellar grains. *ApJ*, 320:803–817, sept. 1987.
- R. DRIMMEL : Evidence for a two-armed spiral in the Milky Way. *A&A*, 358:L13–L16, juin 2000.
- R. DRIMMEL et D. N. SPERGEL : Three-dimensional Structure of the Milky Way Disk : The Distribution of Stars and Dust beyond 0.35 Rsolar. *ApJ*, 556:181–202, juil. 2001.
- F.-X. DÉSERT, F. BOULANGER et J. L. PUGET : Interstellar dust models for extinction and emission. *A&A*, 237:215–236, oct. 1990.
- E. DU TRÉMOLET DE LACHEISSERIE : *Magnétisme, I-Fondements*. Presses Universitaires de Grenoble, 1999.
- W. W. DULEY et D. A. WILLIAMS : The formation of interstellar H₂ on amorphous silicate grains. *MNRAS*, 223:177–182, nov. 1986.
- X. DUPAC, J.-P. BERNARD, N. BOUDET, M. GIARD, J.-M. LAMARRE, C. MÉNY, F. PAJOT, I. RISTORCELLI, G. SERRA, B. STEPNIK et J.-P. TORRE : Inverse temperature dependence of the dust submillimeter spectral index. *A&A*, 404:L11–L15, juin 2003.
- E. DWEK : Temperature fluctuations and infrared emission from dust particles in a hot gas. *ApJ*, 302:363–370, mars 1986.
- E. DWEK, R. G. ARENDT, D. J. FIXSEN, T. J. SODROSKI, N. ODEGARD, J. L. WEILAND, W. T. REACH, M. G. HAUSER, T. KELSALL, S. H. MOSELEY, R. F. SILVERBERG, R. A. SHAFER, J. BALLESTER, D. BAZELL et R. ISAACMAN : Detection and Characterization of Cold Interstellar Dust and Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Emission, from COBE Observations. *ApJ*, 475:565–+, fév. 1997.
- E. DWEK, S. M. FOSTER et O. VANCURA : Cooling, Sputtering, and Infrared Emission from Dust Grains in Fast Nonradiative Shocks. *ApJ*, 457:244–+, jan. 1996.

- H. K. ERIKSEN, C. DICKINSON, J. B. JEWELL, A. J. BANDAY, K. M. GÓRSKI et C. R. LAWRENCE : The Joint Large-Scale Foreground-CMB Posteriors of the 3 Year WMAP Data. *ApJ*, 672:L87–L90, jan. 2008.
- M. D. FAISON et W. M. GOSS : The Structure of the Cold Neutral Interstellar Medium on 10-100 AU Scales. *AJ*, 121:2706–2722, mai 2001.
- E. FALGARONE et J. L. PUGET : A model of clumped molecular clouds. I - Hydrostatic structure of dense cores. *A&A*, 142:157–170, jan. 1985.
- S. R. FEDERMAN, C. J. STROM, D. L. LAMBERT, J. A. CARDELLI, V. V. SMITH et C. L. JOSEPH : Chemical transitions for interstellar C2 and CN in cloud envelopes. *ApJ*, 424:772–792, avr. 1994.
- G. J. FERLAND, K. T. KORISTA, D. A. VERNER, J. W. FERGUSON, J. B. KINGDON et E. M. VERNER : CLOUDY 90 : Numerical Simulation of Plasmas and Their Spectra. *PASP*, 110:761–778, juil. 1998.
- A. FERRARA et R.-J. DETTMAR : Radio-emitting dust in the free electron layer of spiral galaxies : Testing the disk/halo interface. *ApJ*, 427:155–159, mai 1994.
- K. FERRIÈRE : Theoretical Introduction to Galactic Magnetic Fields. In M.-A. MIVILLE-DESCHÊNES et F. BOULANGER, eds : *EAS Publications Series*, vol. 23 de *EAS Publications Series*, p. 3–17, 2007.
- R. FIEDLER, T. PAULS, K. J. JOHNSTON et B. DENNISON : Galactic structures associated with extreme scattering events in the radio light curves of NRAO 140, 0954+658, and 2352+495. *ApJ*, 430: 595–600, août 1994.
- G. B. FIELD, D. W. GOLDSMITH et H. J. HABING : Cosmic-Ray Heating of the Interstellar Gas. *ApJ*, 155:L149+, mars 1969.
- D. P. FINKBEINER : A Full-Sky H α Template for Microwave Foreground Prediction. *ApJS*, 146:407–415, juin 2003.
- D. P. FINKBEINER, M. DAVIS et D. J. SCHLEGEL : Extrapolation of Galactic Dust Emission at 100 Microns to Cosmic Microwave Background Radiation Frequencies Using FIRAS. *ApJ*, 524: 867–886, oct. 1999.
- D. P. FINKBEINER, G. I. LANGSTON et A. H. MINTER : Microwave Interstellar Medium Emission in the Green Bank Galactic Plane Survey : Evidence for Spinning Dust. *ApJ*, 617:350–359, déc. 2004.
- N. FLAGEY, F. BOULANGER, L. VERSTRAETE, M. A. MIVILLE DESCHÊNES, A. NORIEGA CRESPO et W. T. REACH : Spitzer/IRAC and ISOCAM/CVF insights on the origin of the near to mid-IR Galactic diffuse emission. *A&A*, 453:969–978, juil. 2006.
- J. FRANCO, F. FERRINI, B. BARSELLA et A. FERRARA : Photolevitation of diffuse clouds. *ApJ*, 366:443–449, jan. 1991.
- G. FURUKAWA et T. DOUGLAS : *American Institute of Physics Handbook*. D.E. Gray (New-York, McGraw-Hill), 1972.

- M. GIARD, J. P. BERNARD, F. LACOMBE, P. NORMAND et D. ROUAN : PAH destruction at ionization fronts. *A&A*, 291:239–249, nov. 1994a.
- M. GIARD, J. M. LAMARRE, F. PAJOT et G. SERRA : The large scale distribution of PAHs in the Galaxy. *A&A*, 286:203–210, juin 1994b.
- R. G. GILBERT et S. SMITH : *Theory of unimolecular and recombination reactions*. Blackwell Scientific Publications, Oxford, 1990.
- B. GOLD, C. L. BENNETT, R. S. HILL, G. HINSHAW, N. ODEGARD, L. PAGE, D. N. SPERGEL, J. L. WEILAND, J. DUNKLEY, M. HALPERN, N. JAROSIK, A. KOGUT, E. KOMATSU, D. LARSON, S. S. MEYER, M. R. NOLTA, E. WOLLACK et E. L. WRIGHT : Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Galactic Foreground Emission. *ArXiv e-prints*, 803, mars 2008.
- D. W. GOLDSMITH, H. J. HABING et G. B. FIELD : Thermal Properties of Interstellar Gas Heated by Cosmic Rays. *ApJ*, 158:173–+, oct. 1969.
- K. D. GORDON, A. N. WITT et B. C. FRIEDMANN : Detection of Extended Red Emission in the Diffuse Interstellar Medium. *ApJ*, 498:522–+, mai 1998.
- K. M. GÓRSKI, E. HIVON, A. J. BANDAY, B. D. WANDELT, F. K. HANSEN, M. REINECKE et M. BARTELMANN : HEALPix : A Framework for High-Resolution Discretization and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere. *ApJ*, 622:759–771, avr. 2005.
- R. J. GOULD et E. E. SALPETER : The Interstellar Abundance of the Hydrogen Molecule. I. Basic Processes. *ApJ*, 138:393–+, août 1963.
- P. J. GROSBOL et P. A. PATSIS : Stellar disks of optically flocculent and grand design spirals. Decoupling of stellar and gaseous disks. *A&A*, 336:840–854, août 1998.
- V. GUILLET, G. PINEAU DES FORÊTS et A. P. JONES : Shocks in dense clouds. I. Dust dynamics. *A&A*, 476:263–277, déc. 2007.
- J. L. HAN, R. N. MANCHESTER, A. G. LYNE, G. J. QIAO et W. VAN STRATEN : Pulsar Rotation Measures and the Large-Scale Structure of the Galactic Magnetic Field. *ApJ*, 642:868–881, mai 2006.
- J. L. HAN et G. J. QIAO : The magnetic field in the disk of our Galaxy. *A&A*, 288:759–772, août 1994.
- J. L. HAN et J. S. ZHANG : The Galactic distribution of magnetic fields in molecular clouds and HII regions. *A&A*, 464:609–614, mars 2007.
- C. G. T. HASLAM, U. KLEIN, C. J. SALTER, H. STOFFEL, W. E. WILSON, M. N. CLEARY, D. J. COOKE et P. THOMASSON : A 408 MHz all-sky continuum survey. I - Observations at southern declinations and for the North Polar region. *A&A*, 100:209–219, juil. 1981.
- C. HEILES : The Local Direction and Curvature of the Galactic Magnetic Field Derived from Starlight Polarization. *ApJ*, 462:316–+, mai 1996.
- G. HERZBERG : *Diatomic Molecules (a), IR and Raman Spectra of Polyatomic Molecules (b)*. Van Nostrand, 1968ab.

- D. HOLLENBACH et C. F. MCKEE : Molecule formation and infrared emission in fast interstellar shocks. I Physical processes. *ApJS*, 41:555–592, nov. 1979.
- D. HOLLENBACH et E. E. SALPETER : Surface Recombination of Hydrogen Molecules. *ApJ*, 163:155–+, jan. 1971.
- S. HONY, C. VAN KERCKHOVEN, E. PEETERS, A. G. G. M. TIELENS, D. M. HUDGINS et L. J. ALLAMANDOLA : The CH out-of-plane bending modes of PAH molecules in astrophysical environments. *A&A*, 370:1030–1043, mai 2001.
- D. M. HUDGINS, C. W. BAUSCHLICHER, Jr. et L. J. ALLAMANDOLA : Variations in the Peak Position of the 6.2 microns Interstellar Emission Feature : A Tracer of N in the Interstellar Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Population. *ApJ*, 632:316–332, oct. 2005.
- E. JENKINS : Insights on Dust Grain Formation and Destruction Provided by Gas-Phase Element Abundances. In L. J. ALLAMANDOLA et A. G. G. M. TIELENS, éds : *Interstellar Dust*, vol. 135 de *IAU Symposium*, p. 23–+, 1989.
- C. JOBLIN, L. D’HENDECOURT, A. LEGER et D. DEFOURNEAU : Infrared spectroscopy of gas-phase PAH molecules. 1 : Role of the physical environment. *A&A*, 281:923–936, jan. 1994.
- C. JOBLIN, A. LEGER et P. MARTIN : Contribution of polycyclic aromatic hydrocarbon molecules to the interstellar extinction curve. *ApJ*, 393:L79–L82, juil. 1992.
- C. JOBLIN et G. MULAS : Interstellar polycyclic aromatic hydrocarbons : from space to the laboratory. In F. BOULANGER, éd. : *School on dust, Les Houches*, EAS Publication Series, 2008.
- A. P. JONES : Dust Destruction Processes. In A. N. WITT, G. C. CLAYTON et B. T. DRAINE, éds : *Astrophysics of Dust*, vol. 309 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 347–+, mai 2004.
- T. J. JONES, D. KLEBE et J. M. DICKEY : Infrared polarimetry and the Galactic magnetic field. II - Improved models. *ApJ*, 389:602–615, avr. 1992.
- M. JURA : Interstellar clouds containing optically thin H₂. *ApJ*, 197:575–580, mai 1975.
- P. M. W. KALBERLA, U. J. SCHWARZ et W. M. GOSS : High resolution mapping of galactic H I in the direction of 3C147. *A&A*, 144:27–36, mars 1985.
- W. J. KARZAS et R. LATTER : Electron Radiative Transitions in a Coulomb Field. *ApJS*, 6:167–+, mai 1961.
- J. W. KEPPEL, R.-J. DETTMAR, J. S. GALLAGHER, III et M. S. ROBERTS : Extraplanar ionized gas and kinematics in the edge-on galaxy NGC 891. *ApJ*, 374:507–515, juin 1991.
- A. KOGUT, A. J. BANDAY, C. L. BENNETT, K. M. GORSKI, G. HINSHAW et W. T. REACH : High-Latitude Galactic Emission in the COBE Differential Microwave Radiometer 2 Year Sky Maps. *ApJ*, 460:1–+, mars 1996.
- E. KRÜGEL : *The physics of interstellar dust*. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2003.

- S. KURTZ, E. CHURCHWELL et D. O. S. WOOD : Ultracompact H II regions. 2 : New high-resolution radio images. *ApJS*, 91:659–712, avr. 1994.
- G. LAGACHE : The large-scale anomalous microwave emission revisited by WMAP. *A&A*, 405:813–819, juil. 2003.
- G. LAGACHE, A. ABERGEL, F. BOULANGER, F. X. DÉSERT et J.-L. PUGET : First detection of the warm ionised medium dust emission. Implication for the cosmic far-infrared background. *A&A*, 344:322–332, avr. 1999.
- G. LAGACHE, A. ABERGEL, F. BOULANGER et J.-L. PUGET : The interstellar cold dust observed by COBE. *A&A*, 333:709–720, mai 1998.
- M. LANGER, N. AGHANIM et J.-L. PUGET : Magnetic fields from reionisation. *A&A*, 443:367–372, nov. 2005.
- R. J. LAUREIJS, F. O. CLARK et T. PRUSTI : IRAS detection of very cold dust in the LYND 134 cloud complex. *ApJ*, 372:185–193, mai 1991.
- K. D. LAWSON, C. J. MAYER, J. L. OSBORNE et M. L. PARKINSON : Variations in the Spectral Index of the Galactic Radio Continuum Emission in the Northern Hemisphere. *MNRAS*, 225:307–+, mars 1987.
- A. LAZARIAN et B. T. DRAINE : Resonance Paramagnetic Relaxation and Alignment of Small Grains. *ApJ*, 536:L15–L18, juin 2000.
- J. LE BOURLOT, G. PINEAU DES FORÊTS et D. R. FLOWER : The cooling of astrophysical media by H₂. *MNRAS*, 305:802–810, mai 1999.
- V. LE PAGE, T. P. SNOW et V. M. BIERBAUM : Hydrogenation and Charge States of Polycyclic Aromatic Hydrocarbons in Diffuse Clouds. II. Results. *ApJ*, 584:316–330, fév. 2003.
- A. LÉGER, L. D’HENDECOURT et D. DEFOURNEAU : Physics of IR emission by interstellar PAH molecules. *A&A*, 216:148–164, juin 1989.
- A. LÉGER et J. L. PUGET : Identification of the ‘unidentified’ IR emission features of interstellar dust ? *A&A*, 137:L5–L8, août 1984.
- E. M. LEITCH, A. C. S. READHEAD, T. J. PEARSON et S. T. MYERS : An Anomalous Component of Galactic Emission. *ApJ*, 486:L23+, sept. 1997.
- J. LEQUEUX : *Le milieu interstellaire*. EDP Sciences, CNRS Editions, 2002, 2002.
- A. LI : Interaction of Nanoparticles with Radiation. In A. N. WITT, G. C. CLAYTON et B. T. DRAINE, eds : *Astrophysics of Dust*, vol. 309 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 417–+, mai 2004.
- M. A. LIM, A. C. CLAPP, M. J. DEVLIN, N. FIGUEIREDO, J. O. GUNDERSEN, S. HANANY, V. V. HRISTOV, A. E. LANGE, P. M. LUBIN, P. R. MEINHOLD, P. L. RICHARDS, J. W. STAREN, G. F. SMOOT et S. T. TANAKA : The Second Measurement of Anisotropy in the Cosmic Microwave Background Radiation at 05 Scales near the Star MU Pegasi. *ApJ*, 469:L69+, oct. 1996.

- F. J. LOCKMAN, D. J. PISANO et G. J. HOWARD : Detection of 130 “Diffuse” Galactic H II Regions. *ApJ*, 472:173–+, nov. 1996.
- M. S. LONGAIR : *High energy astrophysics. Vol.1 : Particles, photons and their detection*. High Energy Astrophysics, by Malcolm S. Longair, pp. 436. ISBN 0521387736. Cambridge, UK : Cambridge University Press, March 1992., mars 1992.
- F. J. LOVAS, R. J. MCMAHON, J.-U. GRABOW, M. SCHNELL, J. MACK, L. T. SCOTT et R. L. KUCZKOWSKI : Interstellar chemistry : a strategy for detecting Polycyclic Aromatic Hydrocarbons in Space. *J. Am. Chem. Soc.*, 127:4345–4349, mars 2005.
- F. J. LOW, E. YOUNG, D. A. BEINTEMA, T. N. GAUTIER, C. A. BEICHMAN, H. H. AUMANN, F. C. GILLET, G. NEUGEBAUER, N. BOGGESS et J. P. EMERSON : Infrared cirrus - New components of the extended infrared emission. *ApJ*, 278:L19–L22, mars 1984.
- G. MALLOCI, C. JOBLIN et G. MULAS : On-line database of the spectral properties of polycyclic aromatic hydrocarbons. *Chemical Physics*, 332:353–359, fév. 2007.
- G. MALLOCI, G. MULAS et P. BENVENUTI : Testing the “strong” PAHs hypothesis. I. Profile invariance of electronic transitions of interstellar PAH cations. *A&A*, 410:623–637, nov. 2003.
- P. G. MARTIN : On Predicting the Polarization of Low Frequency Emission by Diffuse Interstellar Dust. In *EAS Publications Series*, vol. 23 de *EAS Publications Series*, p. 165–188, 2007.
- J. S. MATHIS, P. G. MEZGER et N. PANAGIA : Interstellar radiation field and dust temperatures in the diffuse interstellar matter and in giant molecular clouds. *A&A*, 128:212–229, nov. 1983.
- J. S. MATHIS, W. RUMPL et K. H. NORDSIECK : The size distribution of interstellar grains. *ApJ*, 217:425–433, oct. 1977.
- A. L. MATTIODA, D. M. HUDGINS et L. J. ALLAMANDOLA : Experimental Near-Infrared Spectroscopy of Polycyclic Aromatic Hydrocarbons between 0.7 and 2.5 μm . *ApJ*, 629:1188–1210, août 2005.
- C. McKEE : Dust Destruction in the Interstellar Medium. In L. J. ALLAMANDOLA et A. G. G. M. TIELENS, eds : *Interstellar Dust*, vol. 135 de *IAU Symposium*, p. 431–+, 1989.
- C. F. McKEE et J. P. OSTRICKER : A theory of the interstellar medium - Three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate. *ApJ*, 218:148–169, nov. 1977.
- V. MENNELLA, J. R. BRUCATO, L. COLANGELI, P. PALUMBO, A. ROTUNDI et E. BUSSOLETTI : Temperature Dependence of the Absorption Coefficient of Cosmic Analog Grains in the Wavelength Range 20 Microns to 2 Millimeters. *ApJ*, 496:1058–+, mars 1998.
- C. MENY, V. GROMOV, N. BOUDET, J.-P. BERNARD, D. PARADIS et C. NAYRAL : Far-infrared to millimeter astrophysical dust emission. I. A model based on physical properties of amorphous solids. *A&A*, 468:171–188, juin 2007.
- A. H. MINTER et S. R. SPANGLER : Observation of Turbulent Fluctuations in the Interstellar Plasma Density and Magnetic Field on Spatial Scales of 0.01 to 100 Parsecs. *ApJ*, 458:194–+, fév. 1996.

- M.-A. MIVILLE-DESCHÊNES, F. BOULANGER et A. ABERGEL : ISOCAM Imaging of Galactic Cirrus : Ursa Major Results. In R. J. LAUREijs, K. LEECH et M. F. KESSLER, édés : *ISO Beyond Point Sources : Studies of Extended Infrared Emission*, vol. 455 de *ESA Special Publication*, p. 111–+, 2000.
- M.-A. MIVILLE-DESCHÊNES, F. BOULANGER, W. T. REACH et A. NORIEGA-CRESPO : The First Detection of Dust Emission in a High-Velocity Cloud. *ApJ*, 631:L57–L60, sept. 2005.
- M.-A. MIVILLE-DESCHÊNES et G. LAGACHE : IRIS : A New Generation of IRAS Maps. *ApJS*, 157:302–323, avr. 2005.
- M.-A. MIVILLE-DESCHÊNES, N. YSARD, A. LAVABRE, N. PONTIEU, J. F. MACÍAS-PÉREZ, J. AUMONT et J. P. BERNARD : Separation of anomalous and synchrotron emissions using WMAP polarization data. *A&A*, 490:1093–1102, nov. 2008.
- G. MORLINO, E. AMATO et P. BLASI : Gamma-ray emission from SNR RX J1713.7-3946 and the origin of galactic cosmic rays. *MNRAS*, 392:240–250, jan. 2009.
- C. MOUTOU, K. SELLGREN, L. VERSTRAETE et A. LÉGER : Upper limit on C_{60} and $C_{60}(+)$ features in the ISO-SWS spectrum of the reflection nebula NGC 7023. *A&A*, 347:949–956, juil. 1999.
- C. MOUTOU, L. VERSTRAETE, A. LÉGER, K. SELLGREN et W. SCHMIDT : New PAH mode at 16.4 μ m. *A&A*, 354:L17–L20, fév. 2000.
- G. MULAS : A MonteCarlo model of the rotation of a big, isolated molecule in the ISM. *A&A*, 338:243–261, oct. 1998.
- G. MULAS, G. MALLOCI et P. BENVENUTI : Testing the “strong” PAHs hypothesis. II. A quantitative link between DIBs and far-IR emission features. *A&A*, 410:639–648, nov. 2003.
- G. MULAS, G. MALLOCI, C. JOBLIN et D. TOUBLANC : A general model for the identification of specific PAHs in the far-IR. *A&A*, 460:93–104, déc. 2006a.
- G. MULAS, G. MALLOCI, C. JOBLIN et D. TOUBLANC : Estimated IR and phosphorescence emission fluxes for specific polycyclic aromatic hydrocarbons in the ¡ASTROBJ¡Red Rectangle/ASTROBJ. *A&A*, 446:537–549, fév. 2006b.
- P. C. MYERS, A. A. GOODMAN, R. GUSTEN et C. HEILES : Observations of magnetic fields in diffuse clouds. *ApJ*, 442:177–185, mars 1995.
- A. OMONT : Physics and chemistry of interstellar polycyclic aromatic molecules. *A&A*, 164:159–178, août 1986.
- D. OSTERBROCK : On ambipolar diffusion in HI regions. *ApJ*, 134:270–272, juil. 1961.
- L. PAGE, G. HINSHAW, E. KOMATSU, M. R. NOLTA, D. N. SPERGEL, C. L. BENNETT, C. BARNES, R. BEAN, O. DORÉ, J. DUNKLEY, M. HALPERN, R. S. HILL, N. JAROSIK, A. KOGUT, M. LIMON, S. S. MEYER, N. ODEGARD, H. V. PEIRIS, G. S. TUCKER, L. VERDE, J. L. WEILAND, E. WOLLACK et E. L. WRIGHT : Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Polarization Analysis. *ApJS*, 170:335–376, juin 2007.

- R. PAPOULAR, J. CONARD, O. GUILLOIS, I. NENNER, C. REYNAUD et J.-N. ROUZAUD : A comparison of solid-state carbonaceous models of cosmic dust. *A&A*, 315:222–236, nov. 1996.
- C. PECH, C. JOBLIN et P. BOISSEL : The profiles of the aromatic infrared bands explained with molecular carriers. *A&A*, 388:639–651, juin 2002.
- E. PEETERS, L. J. ALLAMANDOLA, C. W. BAUSCHLICHER, Jr., D. M. HUDGINS, S. A. SANDFORD et A. G. G. M. TIELENS : Deuterated Interstellar Polycyclic Aromatic Hydrocarbons. *ApJ*, 604:252–257, mars 2004.
- E. PEETERS, S. HONY, C. VAN KERCKHOVEN, A. G. G. M. TIELENS, L. J. ALLAMANDOLA, D. M. HUDGINS et C. W. BAUSCHLICHER : The rich 6 to 9 μ m spectrum of interstellar PAHs. *A&A*, 390:1089–1113, août 2002.
- F. POIDEVIN et P. BASTIEN : Comparison of Magnetic Field Structures on Different Scales in and around the Filamentary Dark Cloud GF 9. *ApJ*, 650:945–955, oct. 2006.
- W. PRESS, S. TEUKOLSKY, W. VETTERLING et B. FLANNERY : *Numerical recipes in Fortran*. Cambridge University Press, 2nde édition, 1992.
- M. RAPACIOLI, C. JOBLIN et P. BOISSEL : Spectroscopy of polycyclic aromatic hydrocarbons and very small grains in photodissociation regions. *A&A*, 429:193–204, jan. 2005.
- P. REICH et W. REICH : A radio continuum survey of the northern sky at 1420 MHz. II. *A&AS*, 63:205–288, fév. 1986.
- P. REICH et W. REICH : A map of spectral indices of the Galactic radio continuum emission between 408 MHz and 1420 MHz for the entire northern sky. *A&AS*, 74:7–20, juil. 1988.
- R. J. REYNOLDS, F. SCHERB et F. L. ROESLER : Observations of Diffuse Galactic HA and [n II] Emission. *ApJ*, 185:869–876, nov. 1973.
- N. A. RIDGE, S. L. SCHNEE, A. A. GOODMAN et J. B. FOSTER : The COMPLETE Nature of the Warm Dust Shell in Perseus. *ApJ*, 643:932–944, juin 2006.
- I. RISTORCELLI, G. SERRA, J. M. LAMARRE, M. GIARD, J. P. BERNARD, F. PAJOT, J. P. TORRE, A. ABERGEL, G. LAGACHE et J. L. PUGET : Very Cold Dust in Star Forming Regions. In L. D’HENDECOURT, C. JOBLIN et A. JONES, édés : *Solid Interstellar Matter : The ISO Revolution*, p. 49–+, 1999.
- J. ROBERTSON : . *Adv. Phys.*, 35:317, juil. 1986.
- P. F. ROCHE, P. W. LUCAS et T. R. GEBALLE : The emission band at 5.25 μ m and its relationship to the unidentified emission features at 11–13 and 3.4–3.6 μ m. *MNRAS*, 281:L25–L33, août 1996.
- D. ROUAN, A. LEGER et P. LE COUPANEC : Carrier of the λ 5797 DIB in the ISM and in the Red Rectangle : a suprathermally rotating PAH molecule ? *A&A*, 324:661–673, août 1997.
- D. ROUAN, A. LEGER, A. OMONT et M. GIARD : Physics of the rotation of a PAH molecule in interstellar environments. *A&A*, 253:498–514, jan. 1992.
- D. RUSSEIL : Star-forming complexes and the spiral structure of our Galaxy. *A&A*, 397:133–146, jan. 2003.

- G. B. RYBICKI et A. P. LIGHTMAN : *Radiative Processes in Astrophysics*. Wiley Interscience Publication, 1979.
- B. D. SAVAGE et J. S. MATHIS : Observed properties of interstellar dust. *ARA&A*, 17:73–111, 1979.
- D. J. SCHLEGEL, D. P. FINKBEINER et M. DAVIS : Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds. *ApJ*, 500:525–+, juin 1998.
- G. D. SCHMIDT, M. COHEN et B. MARGON : Discovery of optical molecular emission from the bipolar nebula surrounding HD 44179. *ApJ*, 239:L133–L138, août 1980.
- W. A. SCHUTTE, A. G. G. M. TIELENS et L. J. ALLAMANDOLA : Theoretical modeling of the infrared fluorescence from interstellar polycyclic aromatic hydrocarbons. *ApJ*, 415:397–414, sept. 1993.
- S. S. SEAHRA et W. W. DULEY : Extended Red Emission from Carbon Clusters in Interstellar Clouds. *ApJ*, 520:719–723, août 1999.
- K. SELLGREN, A. T. TOKUNAGA et Y. NAKADA : The 3.3 micron feature, H₂, and ionized gas in the Orion bar. *ApJ*, 349:120–125, jan. 1990.
- K. SERKOWSKI, D. L. MATHEWSON et V. L. FORD : Wavelength dependence of interstellar polarization and ratio of total to selective extinction. *ApJ*, 196:261–290, fév. 1975.
- J. D. T. SMITH, D. A. DALE, L. ARMUS, B. T. DRAINE, D. J. HOLLENBACH, H. ROUSSEL, G. HELOU, R. C. KENNICUTT, Jr., A. LI, G. J. BENDO, D. CALZETTI, C. W. ENGELBRACHT, K. D. GORDON, T. H. JARRETT, L. KEWLEY, C. LEITHERER, S. MALHOTRA, M. J. MEYER, E. J. MURPHY, M. W. REGAN, G. H. RIEKE, M. J. RIEKE, M. D. THORNLEY, F. WALTER et M. G. WOLFIRE : Mid-Infrared IRS Spectroscopy of NGC 7331 : A First Look at the Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey (SINGS) Legacy. *ApJS*, 154:199–203, sept. 2004.
- J. D. T. SMITH, B. T. DRAINE, D. A. DALE, J. MOUSTAKAS, R. C. KENNICUTT, Jr., G. HELOU, L. ARMUS, H. ROUSSEL, K. SHETH, G. J. BENDO, B. A. BUCKALEW, D. CALZETTI, C. W. ENGELBRACHT, K. D. GORDON, D. J. HOLLENBACH, A. LI, S. MALHOTRA, E. J. MURPHY et F. WALTER : The Mid-Infrared Spectrum of Star-forming Galaxies : Global Properties of Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Emission. *ApJ*, 656:770–791, fév. 2007.
- G. SOCRATES : *IR and Raman characteristic group frequencies : Tables and charts*. John Wiley & Sons, 2001.
- U. J. SOFIA : Interstellar Abundances and Depletions. In A. N. WITT, G. C. CLAYTON et B. T. DRAINE, eds : *Astrophysics of Dust*, vol. 309 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, p. 393–+, mai 2004.
- Y. SOFUE, M. FUJIMOTO et R. WIELEBINSKI : Global structure of magnetic fields in spiral galaxies. *ARA&A*, 24:459–497, 1986.
- L. SPITZER : *Physical processes in the interstellar medium*. New York Wiley-Interscience, 1978. 333 p., 1978.

- P. SREEKUMAR, D. L. BERTSCH, B. L. DINGUS, C. E. FICHEL, R. C. HARTMAN, S. D. HUNTER, G. KANBACH, D. A. KNIFFEN, Y. C. LIN et J. R. MATTOX : Constraints on the cosmic rays in the Small Magellanic Cloud. *Physical Review Letters*, 70:127–129, jan. 1993.
- B. STEPNIK, A. ABERGEL, J.-P. BERNARD, F. BOULANGER, L. CAMBRÉSY, M. GIARD, A. P. JONES, G. LAGACHE, J.-M. LAMARRE, C. MENY, F. PAJOT, F. LE PEINTRE, I. RISTORCELLI, G. SERRA et J.-P. TORRE : Evolution of dust properties in an interstellar filament. *A&A*, 398:551–563, fév. 2003.
- A. G. G. M. TIELENS et L. J. ALLAMANDOLA : Composition, structure, and chemistry of interstellar dust. In D. J. HOLLENBACH et H. A. THRONSON, Jr., eds : *Interstellar Processes*, vol. 134 de *Astrophysics and Space Science Library*, p. 397–469, 1987.
- C. TOWNES et A. SCHAWLOW : *Microwave Spectroscopy*. Dover Publications, 1975.
- A. TRIPATHI, A.K. and Sahasrabudhe, R. MITRA, R. MUKHOPADHYAY, N. GUPTA et V. KARTHA : QENS and FTIR studies on binding states of benzene molecules adsorbed in zeolite HZSM-5 at room temperature. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, 3:449–4455, août 2001.
- T. UMEBAYASHI et T. NAKANO : Recombination of Ions and Electrons on Grains and the Ionization Degree in Dense Interstellar Clouds. *PASJ*, 32:405–+, 1980.
- J. P. VALLÉE : An Improved Magnetic Map of the Milky Way, with the Circularly Orbiting Gas and Magnetic Field Lines Crossing the Dusty Stellar Spiral Arms. *ApJ*, 681:303–310, juil. 2008.
- E. F. VAN DISHOCK et J. H. BLACK : The excitation of interstellar C2. *ApJ*, 258:533–547, juil. 1982.
- L. VERSTRAETE et A. LÉGER : The visible and ultraviolet absorption of large polycyclic aromatic hydrocarbons. *A&A*, 266:513–519, déc. 1992.
- L. VERSTRAETE, A. LEGER, L. D’HENDECOURT, D. DEFOURNEAU et O. DUTUIT : Ionization cross-section measurements for two PAH molecules - Implications for the heating of diffuse interstellar gas. *A&A*, 237:436–444, oct. 1990.
- L. VERSTRAETE, C. PECH, C. MOUTOU, K. SELLGREN, C. M. WRIGHT, M. GIARD, A. LÉGER, R. TIMMERMANN et S. DRAPATZ : The Aromatic Infrared Bands as seen by ISO-SWS : Probing the PAH model. *A&A*, 372:981–997, juin 2001.
- F. J. VRBA, G. V. COYNE et S. TAPIA : An investigation of grain properties in the Rho Ophiuchi dark cloud. *AJ*, 105:1010–1026, mars 1993.
- R. A. WATSON, R. REBOLO, J. A. RUBIÑO-MARTÍN, S. HILDEBRANDT, C. M. GUTIÉRREZ, S. FERNÁNDEZ-CEREZO, R. J. HOYLAND et E. S. BATTISTELLI : Detection of Anomalous Microwave Emission in the Perseus Molecular Cloud with the COSMOSOMAS Experiment. *ApJ*, 624:L89–L92, mai 2005.
- J. C. WEINGARTNER et B. T. DRAINE : Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud. *ApJ*, 548:296–309, fév. 2001.
- D. C. B. WHITTET : *Dust in the galactic environment*. Dust in the galactic environment Institute of Physics Publishing, 306 p., 1992.

- A. N. WITT : Small and very small interstellar grains. *J. Geophys. Res.*, 105:10299–10302, mai 2000.
- A. N. WITT, K. D. GORDON et D. G. FURTON : Silicon Nanoparticles : Source of Extended Red Emission ? *ApJ*, 501:L111+, juil. 1998.
- A. N. WITT, K. D. GORDON, U. P. VIJH, P. H. SELL, T. L. SMITH et R.-H. XIE : The Excitation of Extended Red Emission : New Constraints on Its Carrier from Hubble Space Telescope Observations of NGC 7023. *ApJ*, 636:303–315, jan. 2006.
- M. G. WOLFIRE, D. HOLLENBACH, C. F. MCKEE, A. G. G. M. TIELENS et E. L. O. BAKES : The neutral atomic phases of the interstellar medium. *ApJ*, 443:152–168, avr. 1995.
- V. ZUBKO, E. DWEK et R. G. ARENDT : Interstellar Dust Models Consistent with Extinction, Emission, and Abundance Constraints. *ApJS*, 152:211–249, juin 2004.